第 40 卷　第 4 期　　天　文　学　进　展　　Vol. 40, No. 4
2022 年 12 月　　PROGRESS IN ASTRONOMY　　Dec., 2022

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2022.04.01

小质量 X 射线双星中 UV/OPT/NIR 与 X 射线辐射的幂律相关性研究进展

杨鹏程[1,2,3]，张国宝[1,2,3]，杨怡蓉[4,5]，吕　铭[6]，王建成[1,2,3]

(1. 中国科学院　云南天文台，昆明　650011；　2. 中国科学院大学，北京　100049；　3. 中国科学院　天体结构与演化重点实验室，昆明　650011；　4. 香港大学　物理系，香港；　5. 香港大学　太空研究实验室，香港；　6. 湘潭大学　物理学院，湘潭　411105)

摘要： 小质量 X 射线双星系统中的辐射涵盖射电到伽马射线波段。通常认为 X 射线辐射来自吸积盘内区，射电辐射主要由喷流贡献，而紫外、光学以及近红外 (UV/OPT/NIR) 辐射可能由多种辐射机制贡献。确定 X 射线双星系统中 UV/OPT/NIR 辐射的主导机制可以对吸积过程的研究提供非常重要的信息。分析不同波段辐射流量之间的相关性是一种重要的研究方法。前人通过分析 UV/OPT/NIR 辐射与 X 射线辐射之间的幂律相关性，研究了 UV/OPT/NIR 辐射的主要起源。总结了不同源中存在的幂律相关性的观测结果，并介绍了用于解释 UV/OPT/NIR 辐射起源的理论模型。

关　键　词： 小质量 X 射线双星；吸积黑洞；吸积中子星；UV/OPT/NIR 辐射；幂律相关性

中图分类号： P142.6　　**文献标识码：** A

1　引　言

小质量 X 射线双星 (low-mass X-ray binaries, LMXBs) 是由致密天体和质量通常小于 1 $M_\odot$ 的伴星组成的双星系统[1]，伴星一般是正常演化的恒星。根据致密天体的类型，可以将 LMXBs 分为黑洞-小质量 X 射线双星 (BH-LMXBs) 和中子星-小质量 X 射线双星 (NS-LMXBs)。伴星的物质通过第一拉格朗日点转移到致密星并形成吸积盘。LMXBs 中既有持续源又有暂现源。大部分 BH-LMXBs 是暂现源，而 NS-LMXBs 大约只有 40% 是暂现源[2]。暂现源长期处于宁静态，光度 $L_{\rm X} \approx 10^{22} \sim 10^{27}\ {\rm J{\cdot}s^{-1}}$[3]，在爆发期间，光学和 X 射线的流量相对于宁静态会增加几个数量级[4]，X 射线的峰值光度可以达到 $L_{\rm X} \approx 10^{27} \sim 10^{32}\ {\rm J \cdot s^{-1}}$[5]，

收稿日期： 2022-01-05；　**修回日期：** 2022-04-01

资助项目： 国家自然科学基金 (U1838116, Y7CZ181002)

通讯作者： 张国宝，zhangguobao@ynao.ac.cn

爆发时长大约为几周到数月甚至更长。这类爆发的物理机制通常用吸积盘的热-黏滞不稳定性模型 (thermal-viscous disc instability model, DIM)[6–8]解释。

根据不同的 X 射线能谱和时变性质，BH-LMXBs 的爆发被划分为不同的爆发态，大致分为低硬态 (low-hard state, LHS)、中间态 (intermediate state, IMS)、高软态 (high-soft state, HSS)。在一般的爆发中，其态演化的顺序为 LHS→IMS→HSS→IMS→LHS，关于各个态的能谱与时变性质可参考文献 [3, 9]。爆发期间通常在硬度-强度图 (hardness-intensity diagram, HID) 中展现 q 型的演化轨迹[10]。有些爆发仅在硬态演化，不会演化到软态，这类爆发通常称为失败爆发[11, 12]。

根据双色图中的演化轨迹和时变性质，可将 NS-LMXBs 分为 Z 源和 Atoll 源[13, 14]。Z 源在双色图中呈现 Z 型轨迹。Z 源演化轨迹存在三个分支：水平分支 (horizontal branch, HB)、正常分支 (normal branch, NB)、耀发分支 (flaring branch, FB)。Atoll 源在双色图中的演化轨迹存在三个分支：岛态 (island state, IS)、低蕉态 (lower banana state, LB)、高蕉态 (upper banana state, UB)，关于各个态的详细信息可参考文献[13, 14]。

LMXBs 在全波段中都存在辐射。X 射线辐射主要由两部分组成：软的热成分和硬的幂律成分。一般认为，软的热成分来自光学厚几何薄的吸积盘的热辐射[15]，其峰值温度通常在 0.1 ~ 2.5 keV[16]；硬的幂律成分产生于由热电子等离子体组成的冕区，其温度在几十到几百 keV。冕区可能分布在致密天体周围或者盘上[17, 18]，低能软光子被冕区的高能电子逆康普顿散射，从而产生硬 X 射线辐射[18–22]。因为中子星有实体表面，物质积聚在中子星表面会发生热核反应，所以中子星表面也会对 X 射线辐射有贡献[23, 24]。射电到亚毫米波段的辐射是由喷流中带电粒子的同步加速辐射过程产生[25]。因为紫外、光学和近红外波段 (ultraviolet, optical and near infrared, UV/OPT/NIR) 处于多种不同辐射机制的交集处[26, 27]，所以人们对 UV/OPT/NIR 辐射起源比 X 射线和射电波段了解更少。LMXBs 的伴星有可能对其有贡献，但是一般情况下伴星比较暗，并且在爆发时，伴星的贡献会被爆发成分所掩盖。一般认为 UV/OPT/NIR 辐射主要有以下来源：吸积盘外区的内禀热辐射，即吸积盘中的黏滞加热过程[15, 26, 28]、X 射线照射吸积盘产生的再辐射[29–31]、 喷流中的同步辐射[31–33] 以及热吸积流中的同步辐射[34]。

UV/OPT/NIR 波段中的辐射机制具有多样性，我们在研究过程中常常需要确定其主导机制。宽波段能谱拟合可以用来分析各波段的主要辐射机制，然而，同时性宽波段数据往往比较难获得。前人在多个 LMXBs 的观测研究中发现 UV/OPT/NIR 辐射流量与 X 射线辐射流量普遍存在幂律相关性[31, 35]。本文将介绍一种通过分析 UV/OPT/NIR 辐射流量与 X 射线辐射流量的相关性来研究 LMXBs 中 UV/OPT/NIR 波段主要辐射机制的方法。这类相关性研究有长时标 (大于 1 d) 和短时标 (小于 1 d)[36]，而本文主要关注长时标的研究。第 2 章总结了用于解释 UV/OPT/NIR 辐射的主要模型；第 3 章主要介绍不同源中的 UV/OPT/NIR 与 X 射线辐射相关性的观测和研究；第 4 章主要讨论现有的观测结果和模型，以及对研究 UV/OPT/NIR 辐射起源的展望。

2 UV/OPT/NIR 辐射起源的理论解释

利用 UV/OPT/NIR 与 X 射线辐射的幂律相关性 ($L_{\rm UV/OPT/NIR} \propto L_{\rm X}^{\beta}$)，目前解释 UV/OPT/NIR 辐射的理论模型主要有四类：黏滞加热盘模型、X射线再辐射模型、喷流辐射模型和热吸积流模型。下面我们将逐个介绍这四种模型。

2.1 黏滞加热盘模型

BH-LMXBs 吸积盘通常用多色黑体盘[37]描述，吸积盘内区贡献软 X 射线，而外吸积盘温度较低，主要贡献 UV/OPT/NIR 辐射，其辐射机制是通过吸积盘内禀的黏滞加热过程产生的热辐射[21]。如果该过程主导 UV/OPT/NIR 辐射，则有相应的幂律相关关系。

假设稳态薄吸积盘的温度与吸积盘半径的关系为[28]：

$$T(R) = T_{\rm in}\left(\frac{R}{R_{\rm in}}\right)^{-n}, \qquad T_{\rm in} \propto \dot{M}^m \,, \tag{1}$$

其中，$\dot{M}$ 是吸积率，$T_{\rm in}$ 和 $R_{\rm in}$ 分别是吸积盘的内温度和内半径。一般认为 UV/OPT/NIR 辐射处于多色黑体盘谱的瑞利-金斯 (RJ) 极限和平谱部分。当 h$\nu \ll kT$，即瑞利-金斯极限，吸积盘辐射光度与吸积率的关系为：

$$L_{\nu_{\rm RJ}} \propto \dot{M}^m \,; \tag{2}$$

对于平谱部分有：

$$L_{\nu_{\rm falt}} \propto \dot{M}^{2m/n} \,. \tag{3}$$

在辐射有效和辐射无效的吸积系统中，X 射线光度与吸积率的关系分别为[15, 38, 39]：

$$L_{\rm X} \propto \dot{M}, \qquad L_{\rm X} \propto \dot{M}^2 \,. \tag{4}$$

BH-LMXBs 在硬态下通常是辐射无效的，软态下是辐射有效的，而 NS-LMXBs 中通常都是辐射有效的。由式 (2)−(4) 可得，对于硬态 BH-LMXB：

$$L_{\nu_{\rm RJ}} \propto L_{\rm X}^{m/n}, \qquad L_{\nu_{\rm flat}} \propto L_{\rm X}^{m/2} \,; \tag{5}$$

对于 NS-LMXBs 和软态 BH-LMXBs：

$$L_{\nu_{\rm RJ}} \propto L_{\rm X}^{2m/n}, \qquad L_{\nu_{\rm flat}} \propto L_{\rm X}^{m} \,. \tag{6}$$

对于黏滞加热主导的吸积盘，$m = 1/4$, $n = 3/4$[40]。因为 UV/OPT/NIR 辐射处于多色黑体盘谱的瑞利-金斯极限与平谱部分之间，所以硬态 BH-LMXBs 的幂律指数的理论预期值范围是 $0.13 < \beta < 0.33$[40]，NS-LMXBs 和软态 BH-LMXBs 的幂律指数的理论预期值范围是 $0.25 < \beta < 0.67$[40, 41]。Ruseell 等人[31]在硬态中也得出类似的结论，即 BH-LMXBs 和 NS-LMXBs 中幂律指数 β 的理论预期值范围分别为 $0.15 < \beta < 0.30$ 和 $0.30 < \beta < 0.60$。

2.2 X 射线再辐射模型

van Paradijs 和 McClintock[42]提出，吸积内区的 X 射线照射在吸积盘上并对其加热，X 射线的辐射加热过程主导吸积盘的温度，加热后的吸积盘产生的热辐射主导光学波段。该过程又被称为 X 射线再辐射 (X-ray reprocessing)。该模型假定吸积盘是一个轴对称的光学厚几何薄的简单模型。在吸积盘上定义一系列网格的面元，吸积盘的视光度表示为：

$$L_{\mathrm{V}} = \sum_{i} S_i A_i \cos\phi_i \ , \tag{7}$$

其中，S_i 是每个面元 i 的面亮度，A_i 是面元 i 的面积 (与双星系统轨道间距 a 平方成正比)，ϕ_i 是视线方向与面元法向的夹角。假设每个面元都是黑体辐射，且辐射各向同性，盘温度由吸积内区的 X 射线对盘的照射主导，则有：

$$\sigma T_i^4 = (1-\epsilon) L_{\mathrm{X}} \cos\xi_i / (4\pi d_i^2) \ , \tag{8}$$

其中，ϵ 是 X 射线的反照率，L_{X} 是来自吸积内区的 X 射线的光度，ξ_i 是面元 i 到 X 射线源的连线方向 (连线距离为 d_i) 与面元法向之间的夹角。令 $d_i = a\rho_i$，ρ_i 是模型中面元 i 到 X 射线源的距离，所以盘温度又可以写作：

$$\sigma T_i^4 = [(1-\epsilon)\cos\xi_i/(4\pi\rho_i^2)](L_{\mathrm{X}}/a^2) \ . \tag{9}$$

在 LMXBs 的吸积盘中，黑体辐射的视面亮度随着温度的变化近似为[43]：

$$S_{\mathrm{V}} \propto T^{\alpha}, \alpha \approx 2 \ . \tag{10}$$

综上推导出：

$$L_{\mathrm{V}} \propto L_{\mathrm{X}}^{1/2} a \sum_{i} w_i \cos\xi_i \cos\phi_i / (4\pi\rho_i^2) \ , \tag{11}$$

其中，w_i 是吸积盘模型中面元的相对面积大小。由于求和部分与盘的大小无关，式 (11) 又可以写作：

$$L_{\mathrm{V}} \propto L_{\mathrm{X}}^{1/2} a \ . \tag{12}$$

由式 (12) 可知，在 X 射线再辐射主导光学辐射的情况下，就 V 波段而言，其与 X 射线波段存在幂律相关性，其幂律指数 β 的理论预期值为 0.5。Shahbaz 等人[44] 认为，该模型下幂律系数随着波长的减小而增大。由上述 van Paradijs 和 McClintock 的模型假设可知，幂律指数 β 与吸积盘的面亮度的关系为 $\beta = \alpha/4$。Shahbaz 等人通过模拟计算稳态吸积盘谱得到，在 UV 波段 $\beta \approx 0.9(\alpha \approx 3.7)$，在 V 波段 $\beta \approx 0.7(\alpha \approx 2.7)$，在 K 波段 $\beta \approx 0.3(\alpha \approx 1.2)$。van Paradijs 和 McClintock 与 Shahbaz 等人在分析该模型时并没有考虑硬态和软态的区别，所以该模型既可以应用于硬态也可以用于软态。

此外，Coriat 等人[41]也分析了该模型在软态时的情况，类似黏滞加热盘模型，假设一个稳态薄盘的温度随半径的变化为[28]：

$$T(R) \propto R^{-n} \ , \tag{13}$$

而 UV/OPT/NIR 辐射在多色黑体盘谱的瑞利-金斯极限和平谱部分之间。对于瑞利-金斯极限，吸积盘辐射光度与辐射频率 ν、温度 T 的关系为：

$$L_{\nu_{\rm RJ}} \propto T\nu^2 \,. \tag{14}$$

对于平谱部分有：

$$L_{\nu_{\rm falt}} \propto T^{\frac{2}{n}}\nu^{3-\frac{2}{n}} \,. \tag{15}$$

软态时，通常是吸积盘主导 X 射线辐射，所以有 $L_{\rm X} \propto T^4$[28]，所以有：

$$L_{\nu_{\rm RJ}} \propto L_{\rm X}^{1/4}, \qquad L_{\nu_{\rm flat}} \propto L_{\rm X}^{1/2n} \,. \tag{16}$$

X 射线再辐射模型中的吸积盘是被辐射加热的吸积盘，在该情况下，$n = 1/2$，所以在软态中，X 射线再辐射模型中幂律指数的理论预期值为 $0.25 < \beta < 1$。由上面的推导过程可知，随着观测波长的减小 (从瑞利-金斯极限到平谱部分)，幂律指数逐渐增大。该结果与 Shahbaz 等人的计算结果一致。

2.3　喷流辐射模型

带电粒子在喷流磁场中的同步加速辐射过程会产生 UV/OPT/NIR 波段辐射。如果喷流主导 UV/OPT/NIR 辐射，UV/OPT/NIR 波段与 X 射线波段辐射之间也会呈现相应的幂律相关关系。Russell 等人[31]通过多波段的光度与吸积率的关系推导出 UV/OPT/NIR 与 X 射线光度之间的幂律相关关系。

在致密稳定的喷流模型中，喷流的总功率与射电波段的光度相关[45–48]：

$$L_{\rm radio} \propto L_{\rm jet}^{1.4} \,. \tag{17}$$

并且对于硬态下的 BH-LMXBs 和 NS-LMXBs，喷流总功率与吸积率成线性相关[38, 46, 49]：

$$L_{\rm jet} \propto \dot{M} \,. \tag{18}$$

在 2.1 节中提到，BH-LMXBs 在硬态下的 X 射线光度与吸积率的二次方成正比，NS-LMXBs 的 X 射线光度与吸积率成正比，结合式 (17), (18) 可得：

$$L_{\rm radio} \propto L_{\rm jet}^{1.4} \propto \dot{M}^{1.4} \propto L_{\rm X}^{0.7} \ \ ({\rm BH\text{-}LMXBs}) \ , \tag{19}$$

$$L_{\rm radio} \propto L_{\rm jet}^{1.4} \propto \dot{M}^{1.4} \propto L_{\rm X}^{1.4} \ \ ({\rm NS\text{-}LMXBs}) \ , \tag{20}$$

Gallo 等人[50]与 Migliari 和 Fender [49]分别在 BH-LMXBs 和 NS-LMXBs 中观测到这类关系。在 BH-LMXBs 和 NS-LMXBs 中存在平坦的光学厚喷流能谱，平谱从射电波段延伸到近红外以及光学波段[51]，甚至延伸至紫外波段[52]，所以有以下关系：

$$L_{\rm UV/OPT/NIR} \propto L_{\rm radio} \propto L_{\rm X}^{0.7} \ \ ({\rm BH\text{-}LMXBs}) \ , \tag{21}$$

$$L_{\rm UV/OPT/NIR} \propto L_{\rm radio} \propto L_{\rm X}^{1.4} \ \ ({\rm NS\text{-}LMXBs}) \ . \tag{22}$$

所以，喷流主导 UV/OPT/NIR 辐射的情况下，BH-LMXBs 和 NS-LMXBs 中幂律指数 β 的理论预期值分别为 0.7 和 1.4。由于软态时喷流很弱，几乎探测不到，所以喷流模型的解释只适用于硬态。

我们可以看出，式 (21) 和 (22) 是基于 $L_{\rm radio}$-$L_{\rm X}$ 和喷流平谱假设得到的。近期观测研究发现[53–56]，存在一些射电弱的 BH-LMXBs，这些系统中，$L_{\rm radio}$ 与 $L_{\rm X}$ 呈现分段幂律相关性：在低 $L_{\rm X}$ 时，射电与 X 射线辐射相关性较为平缓；而在高 $L_{\rm X}$ 时，相关性较陡峭。例如，Coriat 等人[53]在 BH-LMXB H1743-322 中发现，在硬态下 $L_{\rm X}$ 较高时，$L_{\rm radio}\propto L_{\rm X}^{1.4}$；在 $L_{\rm X}$ 较低时，$L_{\rm radio}\propto L_{\rm X}^{0.6}$。Carotenuto 等人[56]在 BH-LMXB XTE J1118+480 中发现，在硬态下 $L_{\rm X}$ 较高时，$L_{\rm radio}\propto L_{\rm X}^{0.95}$；在 $L_{\rm X}$ 较低时，$L_{\rm radio}\propto L_{\rm X}^{0.24}$。由此可知，不同的 $L_{\rm radio}$-$L_{\rm X}$ 相关性会得到不同的 $L_{\rm UV/OPT/NIR}$-$L_{\rm X}$ 相关性。

需要注意，Russell 等人[31]在推导 $L_{\rm UV/OPT/NIR}$-$L_{\rm X}$ 相关关系时，假设了 UV/OPT/NIR 辐射来自喷流的光学厚辐射区。关于光学薄的情况，目前只有 Coriat 等人[41]对 GX 339-4 做了个例讨论，以解释其 NIR 波段的分段幂律现象，但是没有给出普遍形式。

2.4 热吸积流模型

Veledina 等人[34]提出的热吸积流模型可以解释 UV/OPT/NIR 辐射起源。目前已经在许多源中观测到相对标准吸积盘辐射谱的光学超现象[57]，热吸积流模型对解释该现象起到重要作用。通常认为热吸积流中的电子服从热分布，由于具有很强的自吸收，BH-LMXBs 热吸积流中同步辐射的贡献并不显著[58]。Veledina 等人[34]认为热吸积流中除了存在热的电子分布外，还存在非热的电子分布，其中的同步辐射可能会主导 OPT/NIR 辐射。热吸积流模型通常应用于硬态。

Kosenkov 等人[59]基于热吸积流模型，对硬态中的幂律相关性给出解释。假设 UV/OPT/NIR-X 射线波段的能谱由分段幂律构成，则可以通过下式把 UV/OPT/NIR 光度 ($L_{\rm UON}$) 与 X 射线光度 ($L_{\rm X}$) 联系起来：

$$\frac{L_{\rm UON}}{L_{\nu_t}}=\left(\frac{\nu_{\rm UON}}{\nu_t}\right)^{\alpha_{\rm UON}}, \qquad \frac{L_{\rm X}}{L_{\nu_t}}=\left(\frac{\nu_{\rm X}}{\nu_t}\right)^{\alpha_{\rm X}}, \tag{23}$$

其中，ν_t 是分段幂律中的拐点频率，$\alpha_{\rm UON}$ 和 $\alpha_{\rm X}$ 分别是 UV/OPT/NIR 和 X 射线波段的能谱指数，$\nu_{\rm UON}$ 和 $\nu_{\rm X}$ 分别是 UV/OPT/NIR 和 X 射线波段的频率。所以 X 射线和 UV/OPT/NIR 光度之比可以写作：

$$\frac{L_{\rm X}}{L_{\rm UON}}=\left(\frac{\nu_{\rm X}}{\nu_t}\right)^{\alpha_{\rm X}}\left(\frac{\nu_{\rm UON}}{\nu_t}\right)^{-\alpha_{\rm UON}}=\frac{\nu_{\rm X}^{\alpha_{\rm X}}}{\nu_{\rm UON}^{\alpha_{\rm UON}}}\nu_t^{\alpha_{\rm UON}-\alpha_{\rm X}}. \tag{24}$$

由式 (24) 可以得到 UV/OPT/NIR-X 射线幂律相关性的指数：

$$\beta\equiv\frac{\partial\lg L_{\rm UON}}{\partial\lg L_{\rm X}}=1-\gamma\left(\alpha_{\rm UON}-\alpha_{\rm X}\right), \tag{25}$$

其中，$\gamma\equiv\partial\lg\nu_t/\partial\lg L_{\rm X}$，拐点频率 ν_t 与磁场强度 B 和汤姆逊光深 τ 有关：

$$\nu_t\propto B^{\frac{p+2}{p+4}}\tau^{\frac{2}{p+4}}, \tag{26}$$

其中，p 是电子分布的幂律指数。假设 $B^2 \propto \rho$，且电子密度与吸积率成正比 ($\rho \propto \dot{M}$)，光深与吸积率也成正比 ($\tau \propto \dot{M}$)，可以得到：

$$\nu_t \propto \dot{M}^{\frac{p+6}{2(p+4)}} \ . \tag{27}$$

在辐射有效和辐射无效的吸积流的情况下，X 射线波段的热光度分别与吸积率 $\dot{M}$ 和吸积率的平方 $\dot{M}^2$ 成正比[39, 60]，对于这两种情况，可以得到：

$$\gamma \equiv \frac{\partial \lg \nu_t}{\partial \lg L_{\rm X}} = \frac{p+6}{2(p+4)} \quad , \quad \gamma = \frac{p+6}{4(p+4)} \ . \tag{28}$$

所以，通过观测得到参数 $\alpha_{\rm UON}$, $\alpha_{\rm X}$, p 时，就可以确定 UV/OPT/NIR 与 X 射线辐射的幂律相关性指数 β。

除上述主要辐射机制外，也存在其他辐射机制的可能。例如，在黑洞系统中，吸积盘上的磁重联也会对光学波段辐射有贡献[61]；在中子星系统中，脉冲星的相对论性星风与内流物质之间的相互作用会产生光学波段辐射[62]。

3　UV/OPT/NIR 辐射与 X 射线辐射的幂律相关性观测

研究多波段的相关性需要多波段的同步观测数据。BH-LMXBs 和 NS-LMXBs 中均可观测到 UV/OPT/NIR 辐射与 X 射线辐射之间的幂律相关性。各波段的辐射通常用光度 L 或者流量 F 表示，幂律相关性表示为 $L_{\rm UON} \propto L_{\rm X}^{\beta}$ 或者 $F_{\rm UON} \propto F_{\rm X}^{\beta}$。不同源中呈现不同的幂律指数 β，在对数坐标系下，显示出明显的线性关系，有些源表现得较为陡峭，而有些源较为平坦。接下来我们详细介绍不同源中的幂律相关性，主要有两类源，BH-LMXBs 和 NS-LMXBs，其中有些 X 射线双星的致密天体是没有经过动力学认证的黑洞候选体 (black hloe candidates, BHCs)，但是它具有与 BH 相似的能谱和时变性质，所以我们也将这类系统统称为 BH-LMXBs。不同幂律指数 β 值对应的辐射起源，可以参考第 2 章中关于模型的详细内容。

3.1　BH-LMXBs 中的幂律相关性

3.1.1　GX 339-4

GX 339-4 是一个爆发较为频繁的 BH-LMXB，从 1972 年发现至今，经历了 20 次爆发[11]，并且存在多种爆发类型[11, 12]，所以该源对研究 BH-LMXBs 具有重要意义。GX 339-4 黑洞质量为 $11.24^{+0.59}_{-1.25} M_{\odot}$[63]，伴星是一颗巨 K 型星[64]，且伴星亮度较弱，所以宁静态时的光学辐射通常被认为来自吸积盘。GX 339-4 的双星轨道周期为 42.1 h[64]。Homan 等人[33]分析了 RXTE 卫星的 X 射线数据，以及 YALO 1 m 望远镜的近红外 (H 波段)、 光学 (I, V 波段) 数据，观测数据的时间跨度超过 8 个月，覆盖了 X 射线的初始上升和从硬态到软态的转变过程。他们在 GX 339-4 中发现 OPT/NIR 流量密度与 3 ~ 100 keV 能段 X 射线流量的相关性分布有两种不同模式。硬态中存在很强的相关性，如图 1 所示，且该相关性横跨 X 射线流量的 3 个数量级，H, I, V 波段的幂律相关性指数 β 分别为 0.53 ± 0.02, 0.48 ± 0.02,

0.44 ± 0.03。虽然这些 β 值与 X 射线再辐射模型的预期值接近，但是，他们通过分析宽波段谱的能量分布 (SED) 发现，硬态中 NIR 辐射主要来自喷流的光学薄同步加速辐射过程，OPT 辐射是由喷流、吸积盘和致密冕中的辐射共同贡献。他们在软态中没有发现相关性，并且数据分布明显偏离硬态的相关性，如图 1 右下角所示。他们在软态中发现了 X 射线相对 NIR 辐射延迟 2 周，认为软态中的 OPT/NIR 辐射是由黏滞加热的吸积盘主导。

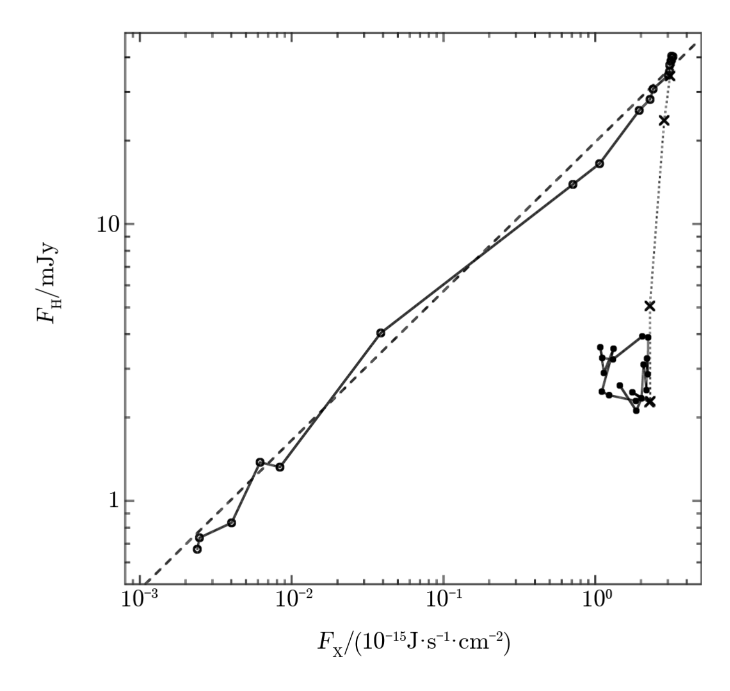
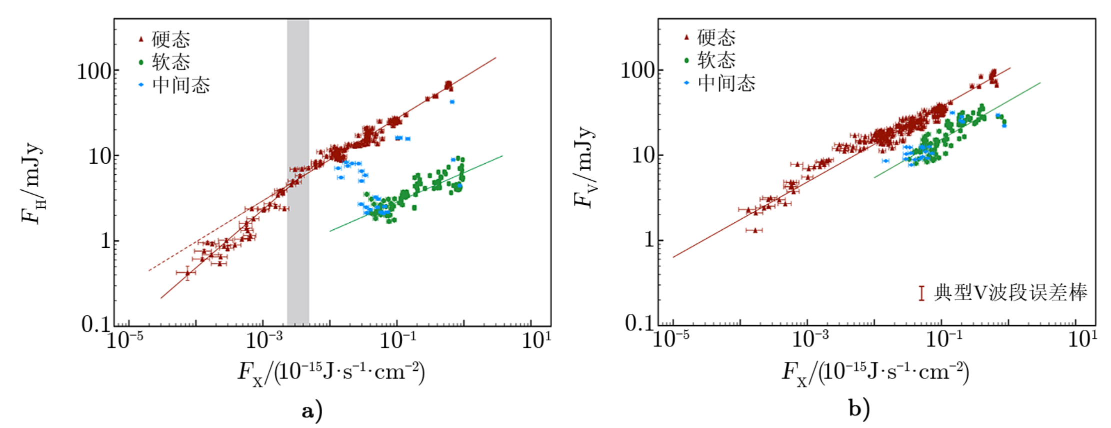


图 1　GX 339-4 中 H 波段流量密度与 X 射线 ($3 \sim 100$ keV) 流量的相关性[33]

Coriat 等人[41]分析了 GX 339-4 在 2002 – 2007 年期间 4 个暴的 OPT/NIR 辐射与 $3 \sim 9$ keV 能段 X 射线辐射的相关性。X 射线数据来自 RXTE，光学数据来自 SMRTS。首先，他们对 4 个爆发进行整体分析，如图 2 所示。他们发现硬态与软态均存在明显的相关性，两者由中间态的数据连接。在硬态中，NIR 与 X 射线辐射的相关性由一个分段幂律描述，较高流量处的幂律指数 $\beta_1 = 0.68 \pm 0.05$，较低流量处的幂律指数 $\beta_2 = 0.48 \pm 0.01$；而 OPT 与 X 射线辐射的相关性只需一个幂律即可描述，其幂律指数 $\beta = 0.44 \pm 0.01$。在软态中，不论是 NIR，还是 OPT，均可以用一个简单幂律描述，相应的幂律指数 β 分别为 0.34 ± 0.01 和 0.45 ± 0.04。他们发现，如果 X 射线来自喷流的同步自康普顿过程，并且考虑喷流谱的拐点频率的变化范围，那么 NIR 与 X 射线流量之间的分段幂律关系以及相应的幂律指数可以得到较好的解释，所以他们认为硬态中的 NIR 辐射由喷流辐射主导。通过 SED 和时延分析，他们认为硬态中 OPT 辐射主要是由黏滞加热的吸积盘主导；通过将幂律相关性观测结果与模型预测相比较，他们认为软态中 OPT/NIR 辐射均来自吸积盘，但是不能确定是由黏滞加热的吸积盘主导，还是由 X 射线辐射加热的吸积盘主导。

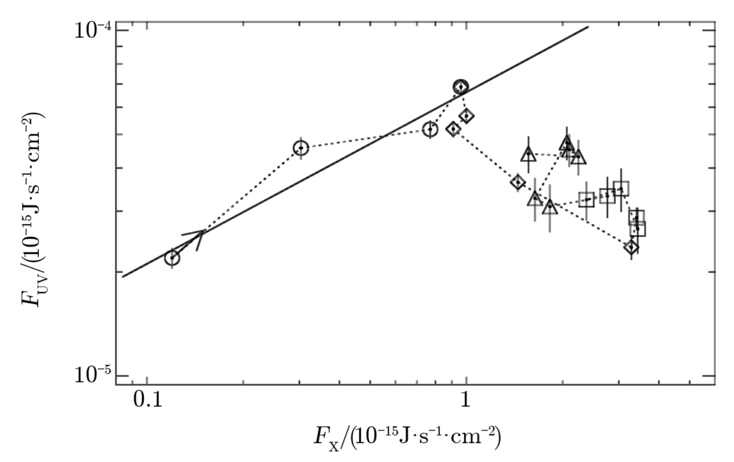
Yan 和 Yu[65]分析了 2010 年爆发的 UV 辐射与 $0.4 \sim 10$ keV 能段 X 射线辐射的相关



注：a) 近红外 H 波段流量密度与 X 射线流量的相关性分布；b) 光学 V 波段流量密度与 X 射线流量的相关性分布。

图 2　GX 339-4 四次爆发期间近红外和光学流量密度与 X 射线 (3 ~ 9 keV) 流量相关性分布[41]

性，如图 3 所示。X 射线数据和光学数据分别来自 SWIFT 卫星的 XRT 和 UVOT 探测器。在 UV 流量上升阶段有一个幂律指数 $\beta = 0.50 \pm 0.04$ 的幂律相关性。该结果似乎与辐射加热盘模型的预期一致，但是在 UV 流量衰减阶段，X 射线流量依然在增加，这不符合 X 射线再辐射模型中结果。通常认为在硬态到软态转换期间发生的射电、近红外以及光学流量衰减与喷流的逐渐消失有关。作者发现爆发中的 UV 流量衰减趋势与射电、近红外以及光学流量衰减趋势相似，这说明 UV 辐射与射电、近红外以及光学辐射有共同起源。因此，他们认为该源在 X 射线暴上升阶段的 UV 辐射主要起源于喷流。



注：圆圈表示 UV 流量上升阶段的数据，棱形表示 UV 流量下降阶段的数据，三角形代表处于软态的数据，正方形代表其他数据。虚线是 UV 与 X 射线流量的演化轨迹，实线是幂律函数对 UV 流量下降前数据的最佳拟合。

图 3　GX 339-4 在 2010 年爆发中的紫外与 X 射线 (0.4 ~ 10 keV) 流量的相关性[65]

3.1.2 XTE J1817-330

XTE J1817-330 是 BH-LMXB，致密天体是 BHC。Gierliński 等人[66]估计其双星轨道周期约为 20 h，Sala 等人[67]估计其黑洞质量为 $6.0^{+4.0}_{-2.5}M_{\odot}$。SWIFT 卫星有该源 2006 年爆发的紫外和 X 射线同步观测数据，观测数据覆盖时长为 160 d，包括从高软态到低硬态的演化过程。Rykoff 等人[68]分析了 2006 年爆发的 UV 辐射与 $2\sim10$ keV 能段 X 射线辐射的相关性。如图 4 所示，UV 与 X 射线流量有显著的幂律相关性，最佳拟合幂律指数 β 为 0.47 ± 0.03，该结果与 X 射线再辐射模型的拟合值一致。通过拟合爆发衰减期间的能谱，他们发现 $L_{\rm X}\propto T^4$，T 是吸积盘的温度，说明爆发衰减期间存在几何稳定的吸积盘。(1) Rykoff 等人[68]比较了 X 射线 与 UV 光变曲线，发现 UV 流量跟随 X 射线幂律成分流量变化，不随 X 射线盘成分流量变化。(2) 通过宽波段能谱分析，发现 UV 流量远超过了黏滞加热盘模型在较低波长处的外推值。(3) King 和 Ritter[69]研究发现，当 OPT/UV 辐射是由 X 射线再辐射机制主导时，OPT/UV 光变曲线的 e-folding 时间 (τ) 大约是 X 射线光变曲线的两倍；Rykoff 等人[68] 通过分析该爆发中 UV 和 X 射线光变曲线的 e-folding 时间 $\tau_{\rm UV}$ 和 $\tau_{\rm X}$，发现 $\tau_{\rm UV}/\tau_{\rm X}\approx1.7\sim2.0$，与理论结果一致。基于以上三方面分析结果，Rykoff 等人[68]认为该爆发中的 UV 辐射是由吸积盘上的硬 X 射线的再辐射主导。

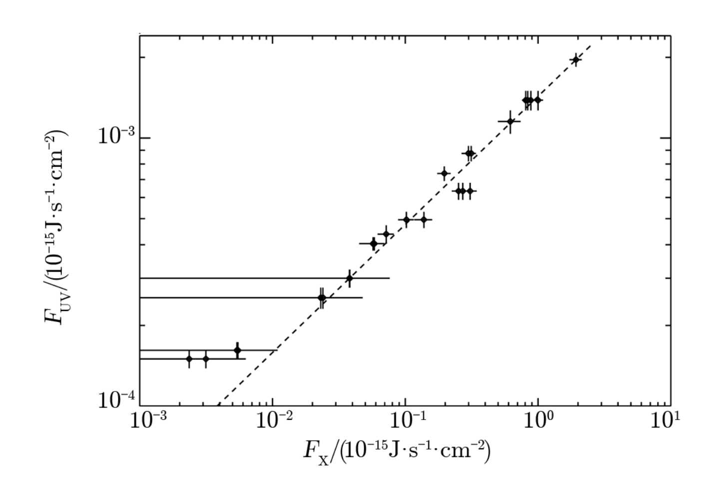


图 4 XTE J1817-330 中紫外与 X 射线 ($2\sim10$ keV) 流量的幂律相关性[68]

3.1.3 XTE J1752-223

XTE J1752-223 是 BH-LMXB，致密天体是 BHC，黑洞质量为 $(9.6\pm0.9)M_{\odot}$，其双星轨道周期约为 6.8 h，伴星是 M 型星[70]。XTE J1752-223 在 2009 – 2010 年期间有一次爆发。光学波段在爆发衰减时，光变曲线并非直接指数衰减至宁静态，而是首先指数衰减，然后经历一段大约为 40 d 的稳定阶段，最后衰减至宁静态。爆发衰减过程中存在硬态和软态的观测。Russell 等人[71]利用 RXTE 的 $3\sim20$ keV 能段的 X 射线数据，Faulkes 望远镜的光学 (i′, R, V, B 波段) 数据，以及 SWIFT/UVOT 探测器的光学 (v, b 波段) 数据，分析了 OPT 流量密度与 X 射线计数率的幂律相关性 (如图 5 所示)，其同时性观测时长约 $80\sim180$ d。

Faulkes 观测大多在硬态，各波段相应的幂律指数为，0.24 ± 0.04 (R 和 i′ 波段)、0.35 ± 0.03 (B 波段)、0.29 ± 0.04 (V 波段)；而 UVOT 的观测大多在软态，v, b 波段的幂律指数大约在 0.4 ∼ 0.5 之间。这些幂律相关性指数在 $\beta < 0.5$ 范围内，作者认为 OPT 辐射可能来自吸积盘，但不能确定是来自黏滞加热的吸积盘，还是来自经 X 射线照射的吸积盘，由于在衰减期间可能存在喷流的光学贡献，因此不能仅依据相关性得出明确的结论。

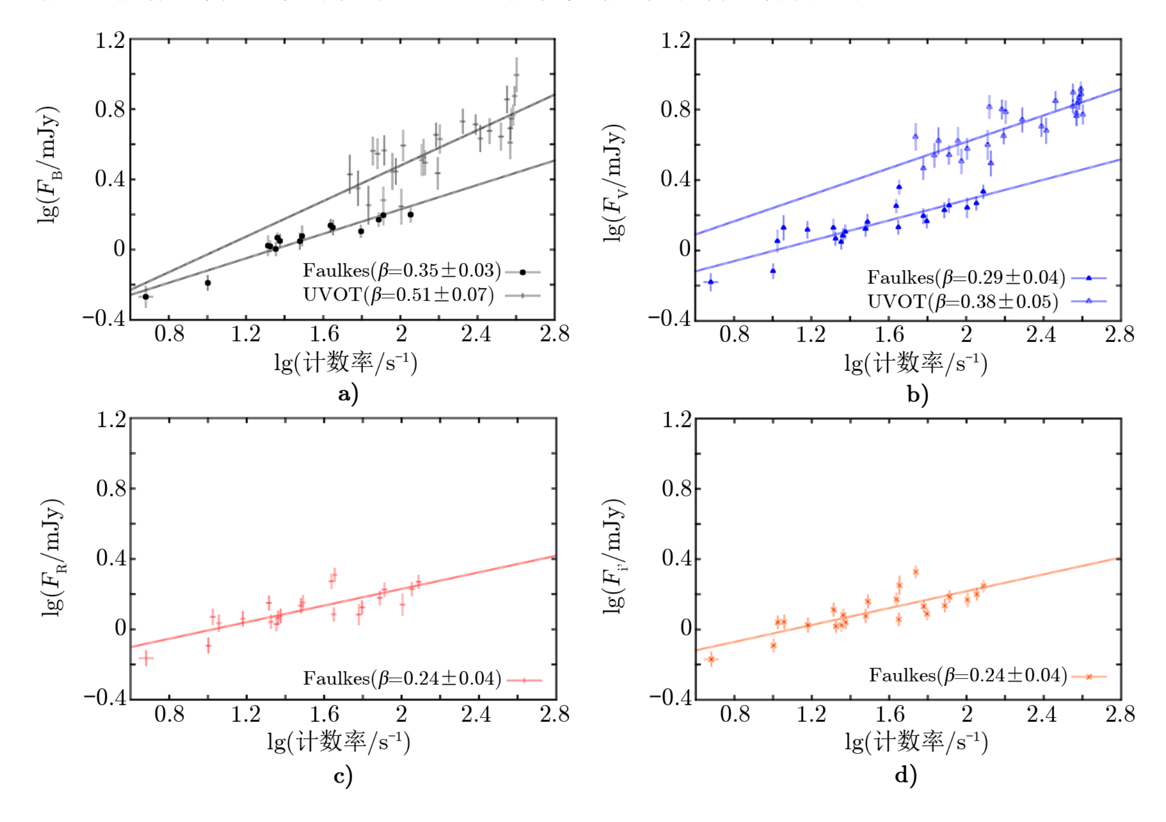


图 5　XTE J1752-223 中光学流量密度与 X 射线 (3 ∼ 20 keV) 计数率的幂律相关性[71]

3.1.4　SWIFT J1357.2-0933

SWIFT J1357.2-0933 是 BH-LMXB，致密天体是 BHC，其双星轨道周期为 2.8 h[73]，Mata 等人[74]估计其质量大于 $9.3M_{\odot}$，根据光度分类，该源属于甚弱 X 射线暂现源。该源在 2011 年和 2017 年的两次爆发中始终处于硬态。

Armas 等人[75]利用 SWIFT 卫星对 UV/OPT 与 X 射线的同步观测数据，分析了 2011 年爆发的 UV/OPT 与 X 射线辐射的相关性，数据覆盖时长为 7 个月。如图 6 a) 所示，他们发现， UV/OPT 流量密度与 0.5 ∼ 10 keV 和 2 ∼ 10 keV 能段 X 射线流量均存在显著的相关性，相应的幂律指数分别是 0.20 ∼ 0.37, 0.19 ∼ 0.36，并且 β 随着波长的减小而增加。该结果与黏滞加热盘模型的拟合结果基本一致，他们认为该爆发中的 UV/OPT 辐射是由黏滞加热的吸积盘主导，偏高的 β 值可能由于少量 UV/OPT 辐射来自喷流或被辐射加热的吸积盘。

Beri 等人[76]也利用 SWIFT 卫星对 UV/OPT 和 X 射线的同步观测数据，分析了 2017 年爆发的 UV/OPT 与 X 射线辐射的相关性，覆盖时长为 4.8 个月。如图 6 b) 所示。他们在 2017 年爆发中也发现了 UV/OPT 辐射与 2 ~ 10 keV 能段 X 射线辐射之间的显著相关性，相应的幂律指数范围是 0.17 ~ 0.35，同时也遵循幂律指数 β 随着波长的减小而增加的规律。他们认为该爆发中的 UV/OPT 辐射同样是由黏滞加热的吸积盘主导。因为该源具有短轨道周期，吸积盘更靠近 X 射线辐射源，吸积盘受 X 射线辐射加热的成分越多，则吸积盘的平均温度更高，所以 Beri 等人[76]认为 X 射线再辐射对 UV 辐射可能存在贡献。

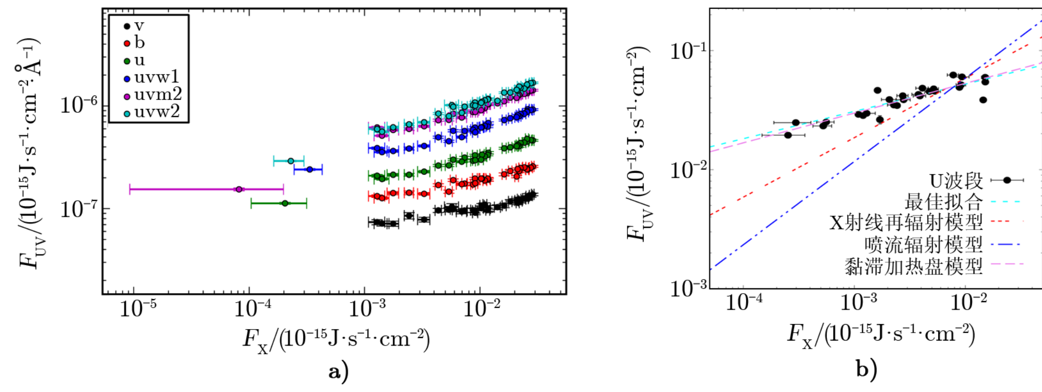


图 6 a) SWIFT J1357.2-0933 在 2011 年爆发中的光学/紫外流量密度与 X 射线 (2 ~ 10 keV) 流量的幂律相关性[75]；b) SWIFT J1357.2-0933 在 2017 年爆发中的紫外与 X 射线 (2 ~ 10 keV) 流量的幂律相关性[76]

3.1.5 SWIFT J1753.5-0127

SWIFT J1753.5-0127 是 BH-LMXB，中心天体是 BHC，其双星轨道周期约为 3.24 h[77]，Shaw 等人[78]估计其黑洞质量大于 7.4$M_{\odot}$。该源在指数衰减后依然维持较低水平的爆发活跃状态，并长期处于硬态，偶尔进入硬中间态，仅在 2015 年进入低光度软态后又回到硬态，最后以两次迷你暴结束了长达 12 a 的活跃状态。第一次迷你暴的爆发时长大约 90 d，第二次大约 45 d。Shaw 等人[79]利用 SWIFT 卫星同步观测数据分析了爆发后期的迷你暴中 UV/OPT 与 2 ~ 10 keV 能段 X 射线辐射的相关性，如图 7 所示。他们发现幂律指数范围是 $0.20 < \beta < 0.30$，β 随着波长的减小而增大，该结果与黏滞加热盘模型结果一致。然而，他们使用被X射线照射的盘不稳定模型拟合 X 射线光变曲线和 UV/OPT/NIR 波段的 SED，发现存在高比例的 X 射线照射在截断的吸积盘上，且吸积盘正在冷却和减小。虽然 UVW2 波段的相关性结果 $\beta = 0.52^{+0.14}_{-0.10}$ 符合 X 射线再辐射模型的预期，但是该拟合结果受低流量处的数据点较大影响，且误差较大，因此，他们认为不能武断地将 UVW2 辐射解释为单一的 X 射线再辐射的结果。Shaw 等人[79]认为，迷你暴期间有多种 UV/OPT 辐射起源，可能同时存在外盘的 X 射线再辐射和冕区的同步辐射，因此拟合得到的幂律指数 β 比 X 射线再辐射模型的预期更小。

我们也利用 SWIFT 卫星 UV/OPT 和 X 射线同步观测数据，分析了该源 12 a 长期爆发活动的 UV/OPT 流量与 X 射线流量的幂律相关性，发现硬态期间有显著的幂律相关性，

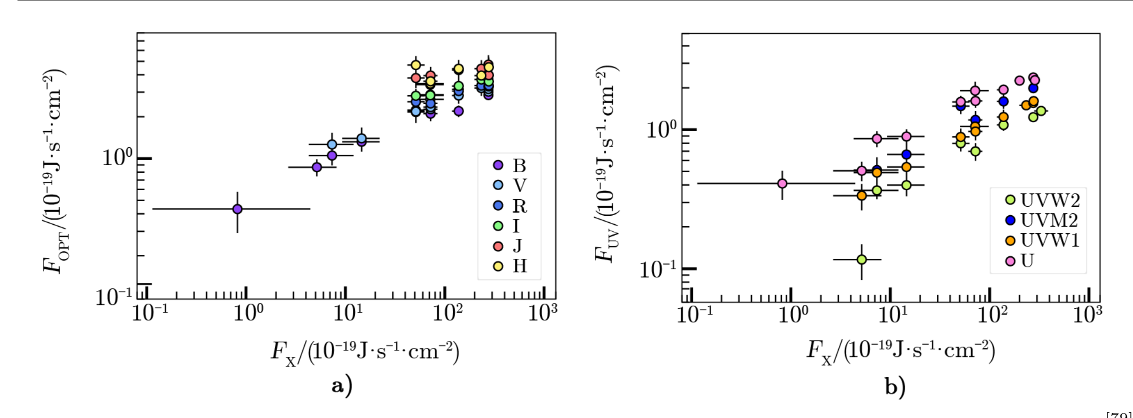


图 7 SWIFT J1753.5-0127 的迷你暴中光学/紫外波段与 X 射线 (2 ~ 10 keV) 波段流量的幂律相关性[79]

较软态的相关性不明显。在硬态期间，UV/OPT 流量与 X 射线 (0.3 ~ 10 keV) 流量之间的幂律相关性指数范围为 $0.24 < \beta < 0.33$；UV/OPT 流量与 X 射线 (2 ~ 10 keV) 流量之间的幂律相关性指数范围为 $0.26 < \beta < 0.37$，并且随着光学观测波长的减小，β 逐渐增大，该结果与辐射黏滞加热盘模型的拟合值一致。

3.1.6 GS 1354-64

GS 1354-64 是 BH-LMXB，黑洞质量为 $7.47M_{\odot}$，其双星轨道周期为 2.5 d，属于长轨道周期，伴星的光谱型为 G0-5 III[80, 81]。Koljonen 等人[82]利用 Faulkes 望远镜、SMARTS 和 SWIFT 在 UV/OPT 和 X 射线波段的观测研究了 2015 年爆发，爆发时长约为 120 d，该爆发一直处于硬态，其峰值光度高达 $L_{\mathrm{X}} > 0.15L_{\mathrm{Edd}}$，这是在所有黑洞 X 射线双星中观测到的最亮的硬态。他们分析了 UV/OPT 与 X 射线辐射的相关性，如图 8 所示，其幂律指数 $\beta \approx 0.4 \sim 0.5$。他们认为 UV/OPT 辐射由 X 射线照射的吸积盘主导，也可能有少量辐射来自黏滞加热的吸积盘，使得相关性比 X 射线再辐射模型的理论预期稍平坦些。由于 UV/OPT 辐射的消光值不确定，因此不能通过 SED 进一步分析是否存在喷流的贡献。

3.1.7 MAXI J1348-630

MAXI J1348-630 是 BH-LMXB，其黑洞质量为 $(11\pm2)M_{\odot}$[83, 84]。Weng 等人[85]利用慧眼卫星的 X 射线数据和 SWIFT 卫星UVOT 探测器的 UV/OPT 数据，分析了该源在 2019 年爆发中 UV/OPT 流量密度与 1 ~ 10 keV 能段 X 射线幂律成分流量的幂律相关性，如图 9 所示，其幂律指数 $\beta \approx 0.37 \sim 0.41$，该结果略小于 X 射线再辐射模型的拟合值。Weng 等人[85]认为，这种偏差可能是由于 MAXI J1348-630 中的冕有更复杂的几何形状，或者是由于冕区的非热电子的同步辐射对光学辐射存在不可忽略的贡献。

3.1.8 4U 1957+11

BH-LMXB 4U 1957+11 是一颗持续活跃的源，致密天体是一颗 BHC，其双星轨道周期为 9.33 h[86]，该源自从发现以来，其 X 射线能谱一直处于软态[87]，Russell 等人[88]使用了南北 Faulkes 望远镜对 4U 1957+11 长达 3 a 的光学 (V, R 和 i 波段) 监测数据，结合 RXTE 卫星全天监测器 (ASM) 在 1.5 ~ 12 keV 能段的 X 射线数据，分析了光学流量密度与 X 射

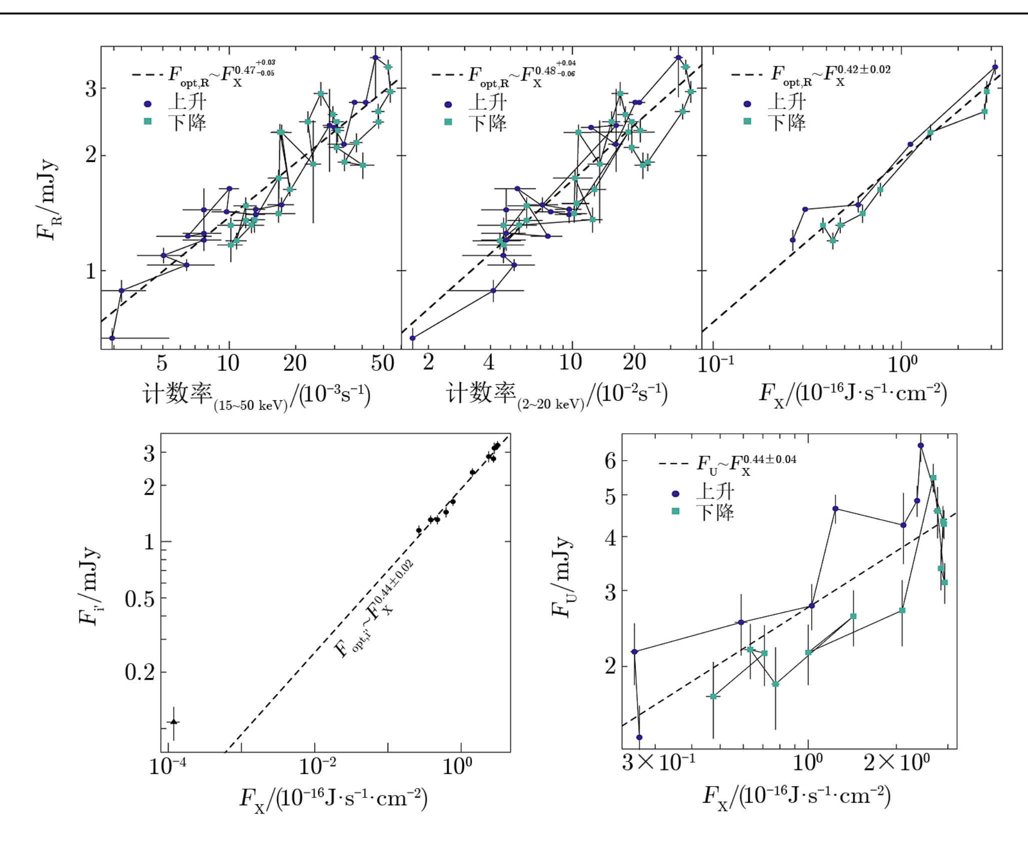


图 8 GS 1354-64 在 2015 年爆发期间的光学/紫外流量密度与 X 射线 (0.8 ~ 10 keV) 流量相关性[82]

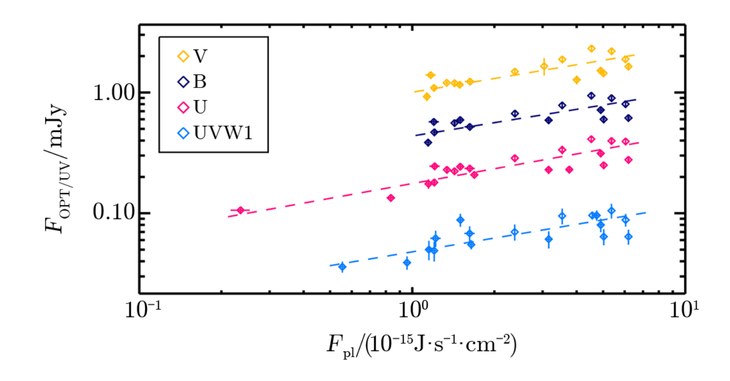


图 9 MAXI J1348-630 在 2019 年爆发期间光学/紫外流量密度与 X 射线 (1 ~ 10 keV) 流量的相关性[85]

线计数率的相关性。他们发现，使用平均 7 天 ASM 计数率时相关性最强，所以他们分析了平均 7 天 ASM 计数率与光学各波段流量密度作幂律相关性。他们发现，$F_{\rm OPT} \propto F_{\rm X}^{\beta}$ 中的幂律指数 $\beta \approx 0.5 \sim 0.6$，其中 i 波段的相关性具有最高的置信度 (4.5σ)，如图 10 所示。该拟合结果既与 X 射线再辐射模型预期的 $\beta \approx 0.5$ 接近，又与喷流辐射模型预期的 $\beta \approx 0.7$ 接近。此外，他们发现光学 SED 谱指数偏蓝 ($\alpha \approx +1.0, F_\nu \propto \nu^\alpha$)，与喷流中的同步辐射起源不一

致；他们还分析了光学与 X 射线光变的互相关关系，发现光学比 X 射线延迟 −14 ∼ +4 d。光学正延迟表明光学辐射是来自 X 射线加热的吸积盘；光学负延迟说明光学辐射起源于黏滞加热，即吸积物质从光学辐射的外盘传播到 X 射线辐射的内盘。因此，该源的光学辐射可能起源于黏滞加热的或者受 X 射线辐射加热的吸积盘。Russell 等人认为需要更高信噪比的 X 射线以及光学数据以研究辐射延迟关系，从而限制光学辐射机制。

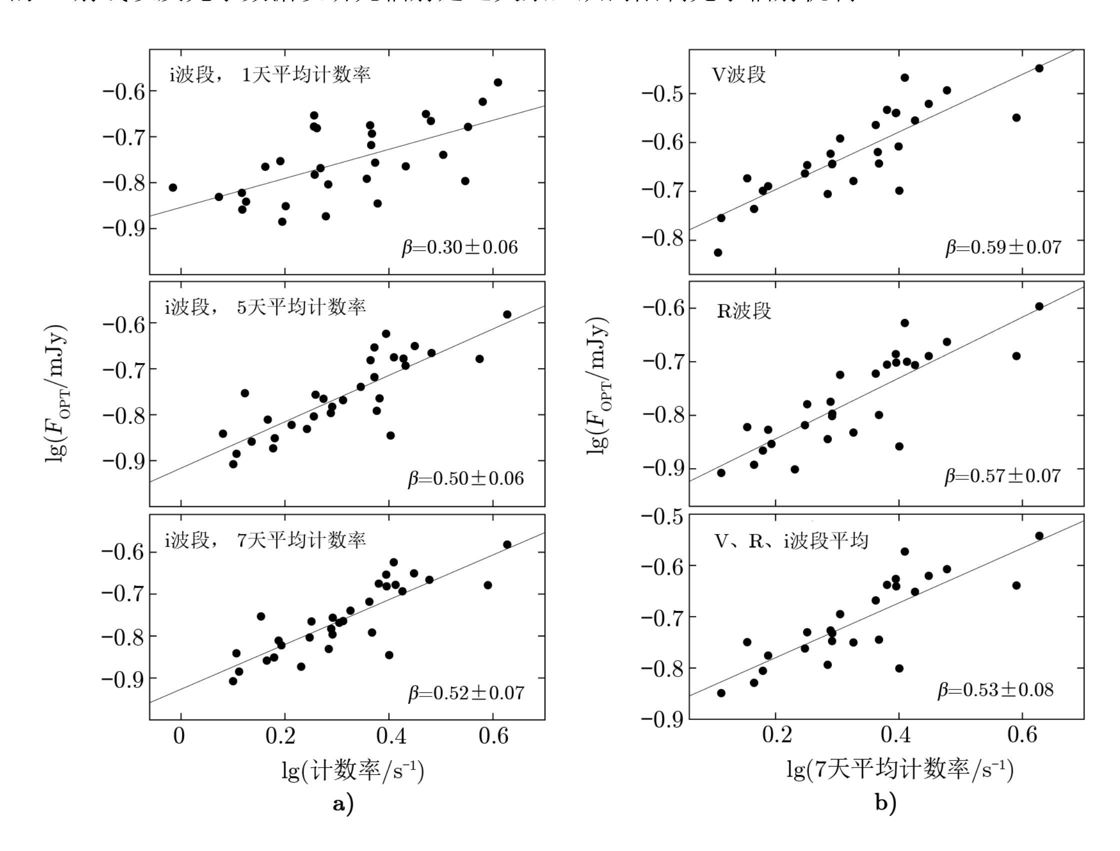


图 10　4U 1957+11 中光学流量密度与 X 射线 (1.5 ∼ 12 keV) 计数率的幂律相关性[88]

3.1.9　XTE J1550-564

XTE J1550-564 是 BH-LMXB，其黑洞质量为 $(9.1 \pm 0.6)M_{\odot}$，其双星轨道周期为 1.54 d[89]。该源在 2002 年的爆发衰减过程中，X 射线流量指数衰减至宁静态，而 OPT/NIR 波段先是指数衰减，然后在回到硬态时出现一个耀发，最后衰减至宁静态。

Russell 等人[90]认为，指数衰减阶段的 OPT/NIR 来自吸积盘的热辐射，OPT/NIR 耀发是由于喷流中的非热辐射。他们通过外推指数衰减的趋势，把耀发超过指数衰减的部分估计为喷流对 OPT/NIR 辐射的额外贡献。Russell 等人[90]使用 RXTE 卫星的 3 ∼ 10 keV 能段 X 射线数据，以及 YALO 望远镜的光学 (V, I 波段)，近红外 (H 波段) 数据，分析了该源在OPT/NIR 耀发期间非热辐射光度与 X 射线光度的幂律相关性，其同时性观测时长约为 20 d，并得到 $L_{\rm OIR} \propto L_{\rm X}^{0.98\pm0.08}$ 的近线性关系，该关系比喷流辐射模型的拟合值陡峭。

Russell 等人[90]分析了 OPT/NIR 喷流辐射的谱指数 ($\alpha \approx -0.6 \sim -0.7$)，该结果与喷流的光学薄的同步辐射一致，因此他们认为，OPT/NIR 耀发是由喷流中光学薄的同步辐射引起。然而，Poutanen 等人[91]发现，OPT/NIR 耀发期间非热成分的演化和谱型很难用喷流模型解释，他们利用热吸积流模型中的非热电子的同步辐射解释 OPT/NIR 耀发。

3.1.10 MAXI J1820+070

MAXI J1820+070 是 BH-LMXB，致密天体是 BHC，质量为 $8.48^{+0.79}_{-0.72}M_{\odot}$[92]。Shidatsu 等人[93]利用 MAXI/GSC 和 SWIFT/BAT 的 X 射线数据，以及 MITSuME 望远镜 g′ 波段同步观测数据，研究了 MAXI J1820+070 在 2018 年 3 月到 10 月爆发期间 2 ~ 10 keV X 射线光度与光学光度的相关性，同时性观测时长约为 70 d。他们在中间态和高软态期间发现了很强相关性：$L_{\rm OPT} \propto L_{\rm X}^{0.51\pm0.03}$，因此 Shidatsu 等人认为光学辐射来自于吸积盘上的 X 射线再辐射过程。

3.2 NS-LMXBs 中的幂律相关性

3.2.1 Cyg X-2

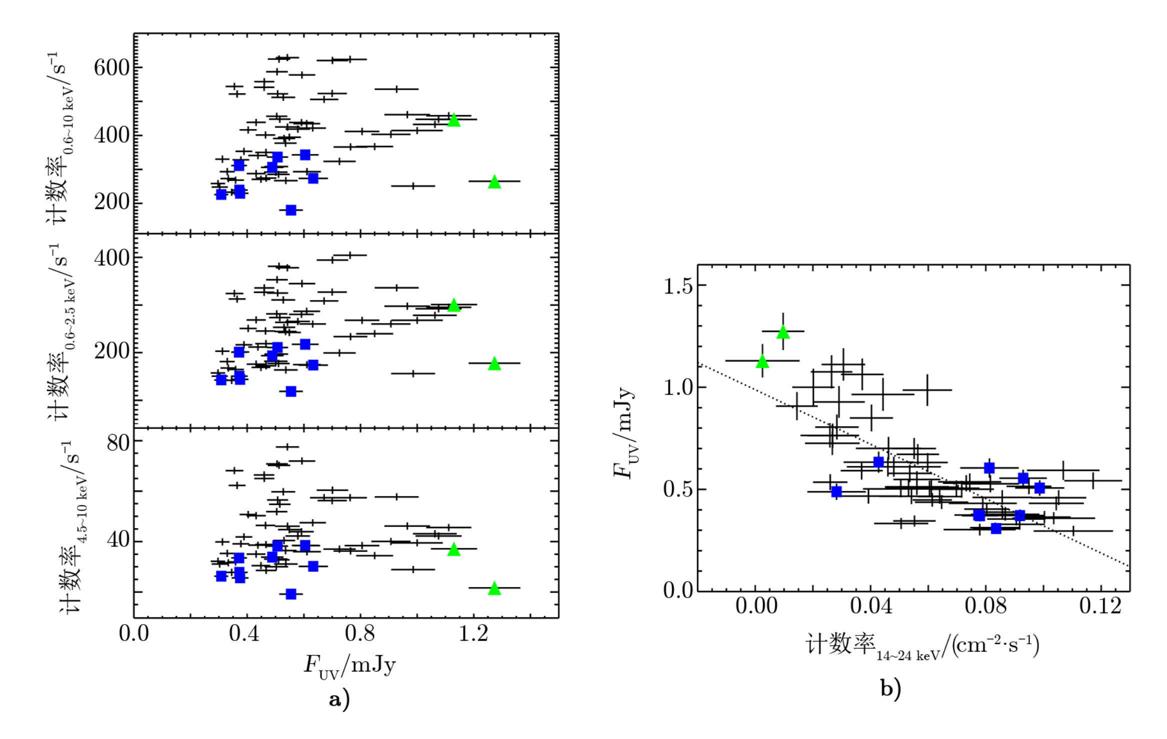
Cyg X-2 是 NS-LMXB，是一颗持续源，也属于 Z 源，其双星轨道周期约为 9.8 d[94]。Roykoff 等人[95]利用 SWIFT 卫星对该源长达 4 个月的同步观测数据，分析了 UV 与 X 射线辐射的相关性。他们发现 UV 流量密度与 XRT 探测的软 X 射线流量无相关性，如图 11 a) 所示；但是 UV 流量密度与 BAT 探测的硬X射线流量成反相关，如图 11 b) 所示。然而，反相关性与 X 射线再辐射模型不一致。他们认为反相关性与 Cyg X-2 高倾角有关，也可能与吸积盘的增厚有关。

3.2.2 SAX J1808.4-3658

SAX J1808.4-3658 是 NS-LMXB，同时也是一颗毫秒脉冲星[97]，伴星是一颗半简并星[98, 99]，双星轨道周期为 2 h[100]。该源在主爆发结束后通常会有一个低光度态的再耀发，并且在爆发期间始终处于硬态[101−103]。SWIFT 卫星对该源两次再耀发进行了同步观测，覆盖时长分别为 12 d 和 11 d。Patruno 等人[104]分析了两次再耀发中的 UV/OPT/NIR 与 X 射线辐射的相关性，如图 12 所示，相应的幂律指数的范围是 0.15 ~ 0.30。尽管 β 的结果明显比 NS-LMXBs 中黏滞加热盘模型的预期值要小，但 β 值随波长减小而增加的特征符合黏滞加热盘模型。对于喷流或受 X 射线辐射加热的吸积盘主导光学辐射的情况而言，相应的预期值比该观测结果更大。因此，Patruno 等人[104]认为，NIR/OPT/UV 辐射主要来自黏滞加热的吸积盘。

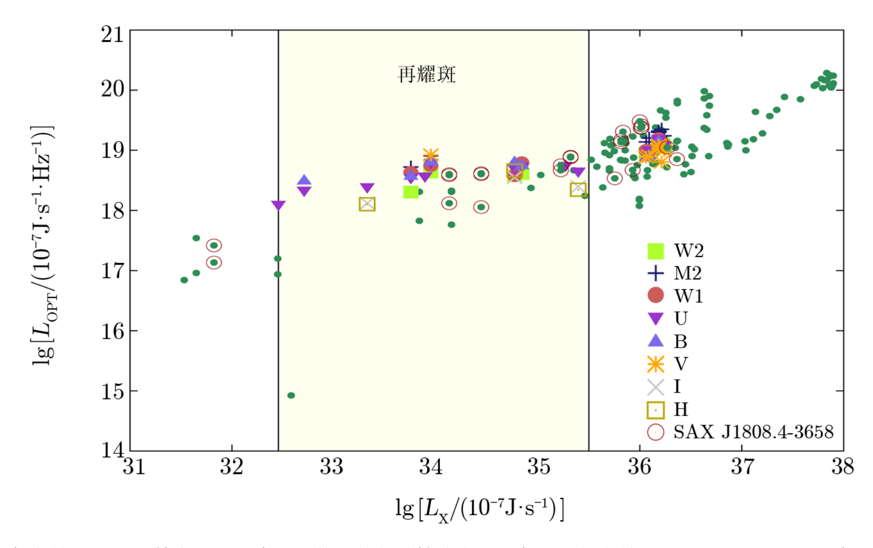
3.2.3 PSR J1023+0038

PSR J1023+0038 是 NS-LMXB，同时也是一颗毫秒脉冲星[105]，其双星轨道周期约为 4.754 h，伴星为晚型 G5 型星[106]。Shahbaz 等人[44]利用 SWIFT 卫星的同步观测数据，分析了该源在 2013 年 10 月 18 日至 2014 年 6 月 11 日期间的 UV 与 0.5 ~ 10 keV 能段 X 射线光度的相关性，如图 13 所示。 他们发现其幂律指数 $\beta \approx 1.0$，因为该结果与 X 射线再辐射模型的拟合值一致，所以他们认为该期间的 UV 辐射是由吸积盘中的 X 射线再辐射主导。



注：蓝色方形是 Z 源中处于水平分支的数据，黑色十字是正常分支的数据，绿色三角形是耀发分支的数据。

图 11　a) Cyg X-2 中紫外流量密度与 XRT X 射线计数率的相关性，无明显相关性；b) Cyg X-2 中紫外流量密度与 BAT X 射线计数率的相关性，显示出负相关[95]



注：绿色点是 Russell 等人对不同中子星统计的相关性分布，红色圈出的点是 SAX J1808.4-3658 在 1998 年宁静态和爆发的数据。

图 12　SAX J1808.4-3658 在 2008 年耀发中的 UV/OPT/NIR 与 X 射线 (2 ∼ 10 keV) 光度的相关性[104]

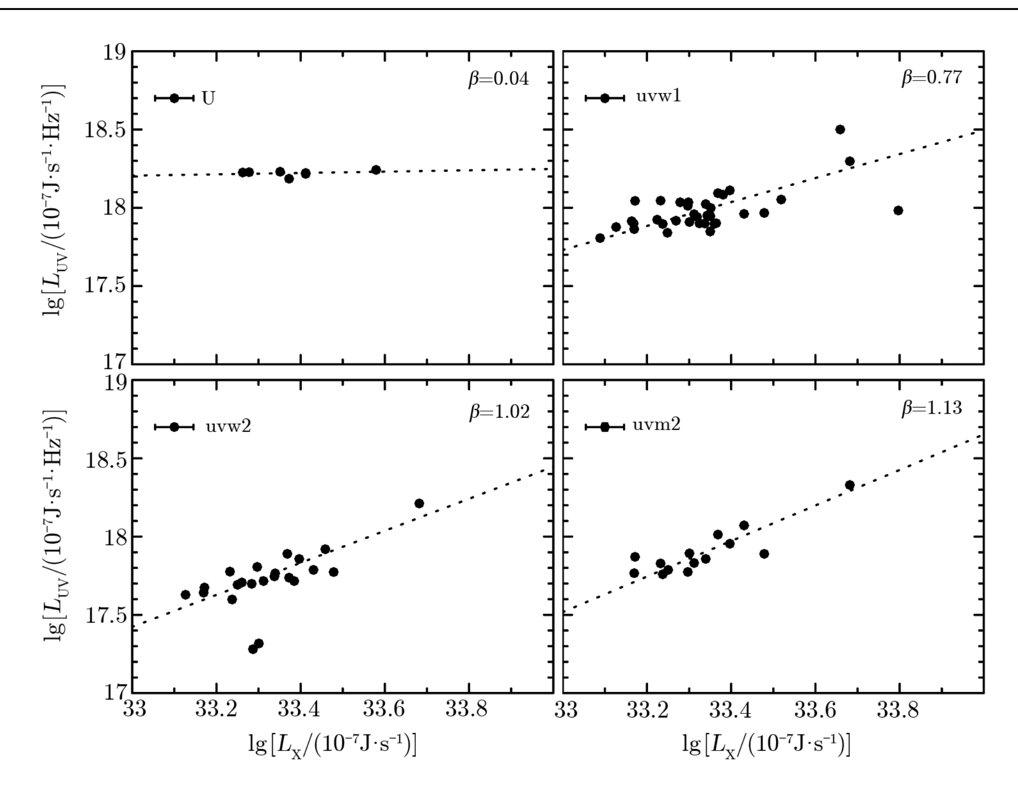


图 13 PSR J1023+0038 在 2013−2014 年期间的紫外与 X 射线 (0.5 ∼ 10 keV) 光度的相关性[44]

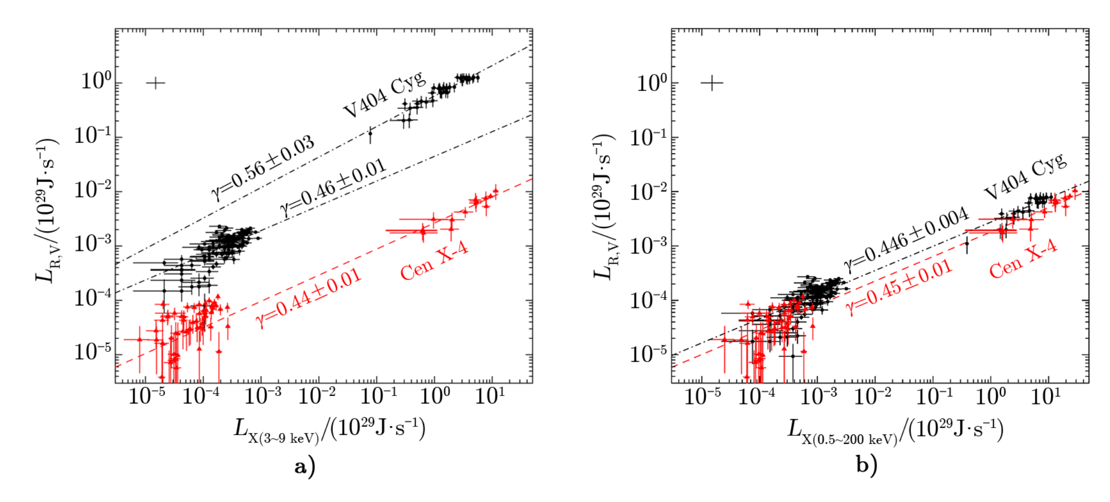
3.2.4 Aql X-1

Aql X-1 是 NS-LMXB，这是一颗很活跃的暂现源，大约每年爆发一次[110]。其轨道周期约为 19 h[107]，伴星是 K 型星[108, 109]。López-Navas 等人[111]分析了该源在 2013, 2014, 2016 年爆发期间的 UV/OPT 与 X 射线辐射的相关性，爆发衰减时期 (软态) 比爆发上升时期 (硬态过渡到软态) 的相关性更陡峭。在爆发上升时期，其幂律指数范围分别是：$\beta \approx 0.6 \sim 1.1$ (2013 年)，$\beta \approx 0.2 \sim 0.4$ (2014 年)。López-Navas 等人[111]认为 2013 年爆发上升的 UV/OPT 辐射由 X 射线再辐射机制主导，2014 年爆发上升的 UV/OPT 辐射由黏滞加热的吸积盘主导；但由于爆发上升期存在 X 射线谱态的过渡，所以需要谨慎看待该结论。在爆发衰减时期，其幂律指数范围是 $\beta \approx 0.7 \sim 1.5$，López-Navas 等人[111]指出，单个 X 射线再辐射模型不能解释爆发衰减期间得到的幂律指数，有多种辐射机制参与贡献 UV/OPT 的辐射，如黏滞加热的吸积盘或者热吸积流。López-Navas 等人[111]还指出，有限的观测能段和模型假设的不足可能会使得观测到的幂律指数偏离理论预测。

3.3 BH-LMXBs 和 NS-LMXBs 的幂律相关性比较

Bernardini 等人[113]研究了 BH-LMXB V404 Cyg 和 NS-LMXB Cen X-4 在爆发和宁静期间的相关性差异。如图 14 a) 所示，在爆发时，给定 X 射线光度下，V404 Cyg 光学光度大约是 Cen X-4 的 160 ∼ 280 倍；在宁静态时，V404 Cyg 光学光度也要比 Cen X-4 亮。Bernardini 等人[113]消除 V404 Cyg 与 Cen X-4 之间的主要差异，如致密星的质量、吸积盘

的尺寸、BH 系统中硬态期间的喷流辐射贡献、中子星表面的 X 辐射，并使用 X 射线的热光度，得到两个系统具有相似的相关性分布。如图 14 b) 所示，两个分布未完全重合可能是因为还存在其他系统差异，如两者的倾角之间的差异。因此，Bernardini 等人认为，V404 Cyg 与 Cen X-4 之间存在光学光度差异可能来自以下原因：(1) BH-LMXBs 在硬态期间会存在喷流主导态，而 NS-LMXBs 通常被认为不存在喷流主导态[112]；(2) BH-LMXBs 与 NS-LMXBs 的吸积盘尺度的差异 (包括致密星和伴星的质量、轨道周期)，对于双星系统而言，$L_{\rm OPT}\propto L_{\rm X}^{1/2}(M_{\rm p}+M_{\rm c})P^{2/3}$, P, $M_{\rm p}$ 和 $M_{\rm c}$ 分别是双星系统的轨道周期、主星和伴星的质量，通常 BH-LMXBs 系统中的这些参数要比 NS-LMXBs 系统中的大，因此吸积盘尺度的差异会造成两者光学光度的差异；(3) 中子星存在坚硬表面，而黑洞没有；(4) 系统之间的倾角的差异，在给定 X 射线光度下，低倾角系统中通过 X 射线再辐射产生的光学光度比高倾角系统中光学光度更亮。Russell 等人[31] 曾经对多颗源进行过统计并发现，在一定 X 射线光度下，黑洞系统的光学光度比中子星系统亮 20 倍左右，这种差异可能是由吸积盘尺度与中心天体质量的不同所导致。



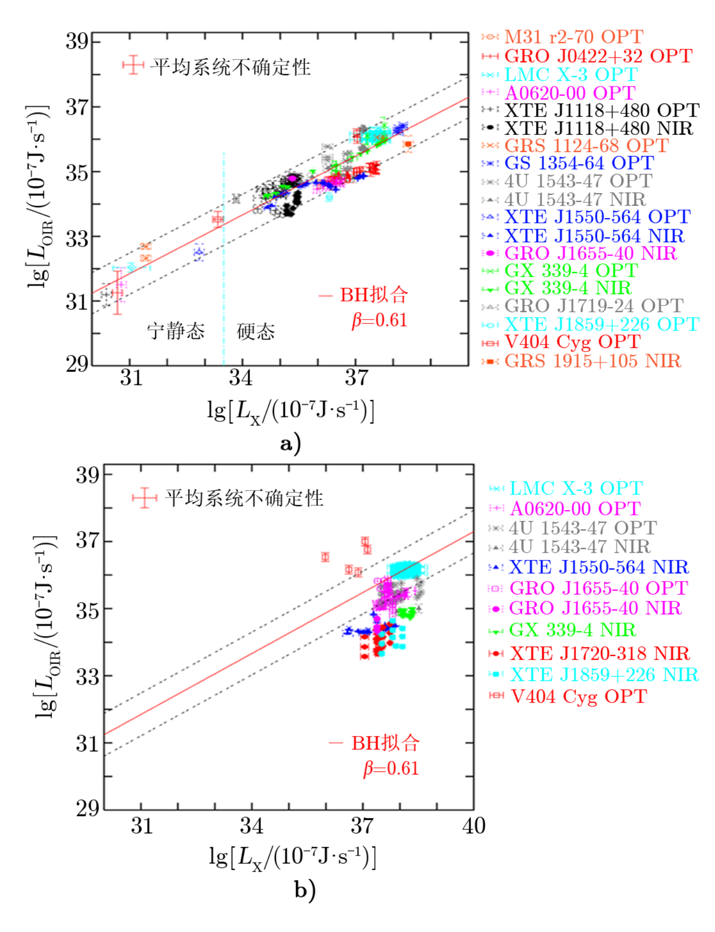
注：a) 表示未消除差异性的幂律相关性；b) 表示消除差异性后的幂律相关性。

图 14　BH-LMXB V404 Cyg **和** NS-LMXB Cen X-4 **光学与** X **射线光度的幂律相关性**[113]

3.4　幂律相关性的观测总结

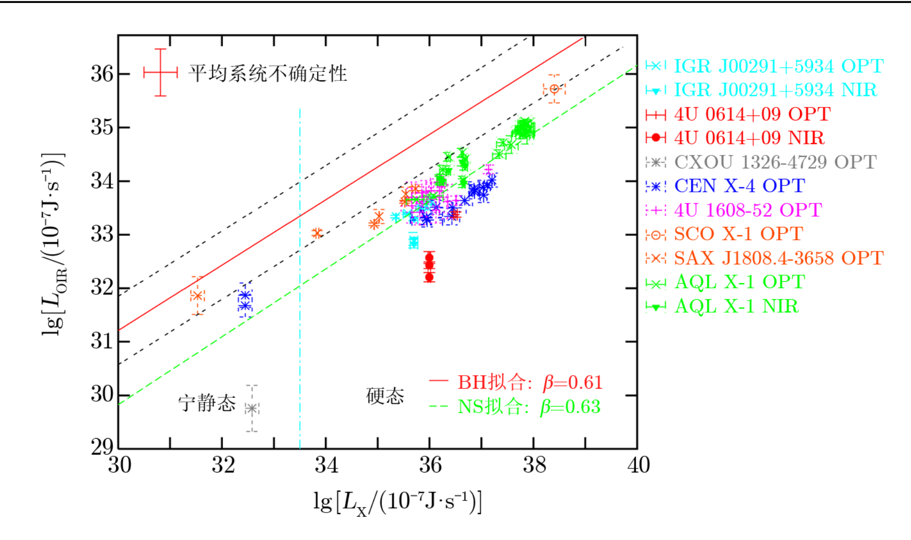
利用 OPT/NIR 辐射与 X 射线辐射的幂律相关性，Russell 等人[31]研究了 OPT/NIR 辐射起源。他们分别统计了 15 个硬态下的 BH-LMXBs，9 个软态下的 BH-LMXBs，8 个硬态下的 NS-LMXBs 的多波段数据，并分析了 OPT/NIR 辐射与 X 射辐射的幂律相关性。他们发现在 X 射线光度 8 个数量级范围内，硬态下的 BH-LMXB 存在强相关性 $L_{\rm OIR}$-$L_{\rm X}$ (下标 OIR 表示 optical/NIR)，$L_{\rm OIR}\propto L_{\rm X}^{0.61\pm0.02}$，如图 15 a) 所示；软态下的 BH-LMXBs，OPT/NIR 与 X 射线波段光度的相关性分布偏离了硬态下的幂律相关性，如图 15 b) 所示；在 X 射线光度 7 个数量级范围内，硬态下的 NS-LMXBs 也存在类似的 $L_{\rm OIR}$-$L_{\rm X}$ 关系，$L_{\rm OIR}\propto L_{\rm X}^{0.63\pm0.04}$，如图 16 所示，但是在给定 X 射线光度下，BH-LMXBs 的 OIR 光度比

NS-LMXBs 光度强 20 倍左右。Russell 等人[31]将这些相关性结果与一些辐射过程理论模型进行了比较。对于 BH-LMXBs，他们发现 X 射线再辐射和喷流辐射模型均可以解释硬态下 BH-LMXBs 的 OIR 辐射；且在统计的数据中发现，在高光度时，喷流对 NIR 辐射的贡献约为 90%。对于 NS-LMXBs，他们发现硬态的 NS-LMXBs 的 OIR 辐射由 X 射线再辐射主导，可能存在黏滞加热的吸积盘的贡献，在高光度下也可能伴有喷流的贡献。Russell 等人[35]在后续的工作中研究了一些低磁场($B < 10^{\sim 11}$G) 的硬态 NS-LMXBs，包括 Atoll 源、Z 源以及毫秒脉冲星。通过分析 OIR 的 SED 和比较几种辐射机制推导出的幂律相关性，他们发现，对于 Atoll 源和毫秒脉冲星，在高光度时，来自喷流的光学薄同步辐射主导 NIR ($L_X \geqslant 10^{29}$ J·s^{-1}) 和 OPT ($L_X \geqslant 10^{30}$ J·s^{-1}) 辐射；对于 Z 源，有时会存在喷流谱的光学厚部分主导 OIR 辐射的现象。Russell 等人认为 OIR 与 X 射线辐射幂律相关性大致量化吸积盘和喷流对 OIR 的辐射贡献，然而，各种辐射机制精确贡献的估计可能还对其他参数敏感，例如吸积盘的尺寸以及喷流谱的形状。



注：a) 15 个硬态下 BH-LMXBs 的 OPT/NIR 与 X 射线光度的幂律相关性分布，包含宁静态数据；b) 9 个软态下 BH-LMXBs 的 OPT/NIR 与 X 射线光度的幂律相关性分布。

图 15 BH-LMXBs 的 OPT/NIR 与 X 射线 (2 ~ 10 keV) 光度的幂律相关性分布[31]



注：8 个硬态下 NS-LMXBs 的 OPT/NIR 与 X 射线光度的幂律相关性分布，包含宁静态数据。

图 16 NS-LMXBs 的 OPT/NIR 与 X 射线 (2 ~ 10 keV) 光度的幂律相关性分布[31]

表 1 总结了现有的对单个 LMXB 中 UV/OPT/NIR 辐射与 X 射线辐射的幂律相关性的研究结果，其中包括 11 个暂现源和 3 个持续源。有些源的幂律相关性观测结果与理论预期能较好地吻合，例如，SWIFT J1357.2-0933 的两次爆发的观测结果与黏滞加热盘的理论预期一致，XTE J1817-330 的观测结果与 X 射线再辐射模型的理论预期接近，因此，幂律指数 β 的大小可以作为判断 UV/OPT/NIR 辐射起源的指标。然而，有些源的幂律相关性观测结果与模型拟合值并不一致，例如，GX 339-4 的 2002 年爆发的 H-X 波段的幂律相关性指数 β 比喷流辐射模型拟合值小。有些源的幂律相关性观测结果不能用单一辐射起源解释，例如，GX 339-4 的 2002 年爆发的光学 (I, V 波段) 辐射，Aql X-1 的三次爆发的紫外、光学辐射，以及 MAXI J1348-630 的 2019 年爆发的光学辐射，均被认为存在多种辐射机制的贡献。由于 UV/OPT/NIR 波段辐射机制的复杂性，幂律相关性指数 β 不能作为单一判据。若要进一步分析，我们还需要结合宽波段的 SED 分析以及多波段时间延迟分析。

我们分析了 P(轨道周期)-β 以及 M(致密星质量)-β 的关系，如图 17 所示。为了方便统计比较，我们只使用了暂现源的爆发硬态数据，且 X 射线辐射能段在较低能段 (0.4 ~ 10 keV)。不同研究者在分析幂律相关性时所用的统计方法不同，例如，(1) UV/OPT/NIR 光度-X 射线光度；(2) UV/OPT/NIR 流量-X 射线流量；(3) UV/OPT/NIR 流量密度-X 射线流量；(4) UV/OPT/NIR 计数率-X 射线计数率；(5) UV/OPT/NIR 流量密度-X 射线计数率。 前三种统计方法得到的幂律指数β是没有差别的，所以我们只用前三种统计方式的结果。基于对之前观测的总结，我们没有发现致密星质量与 β 之间存在相关性，而在 P-β 中，似乎短轨道周期系统存在较小的幂律指数，由于缺少长周期系统的多波段幂律相关性分析，我们很难作出合适的结论。

表 1 LMXBs 中的 UV/OPT/NIR 辐射与 X 射线辐射的幂律相关性的总结

源类型	序号	源名称	轨道周期/h	致密星质量$M_\odot$	爆发 ID (爆发次数)	同时性观测时长/d	H-X (态类型; 解释)	J-X (态类型; 解释)	I-X (态类型; 解释)
BH	1	GX 339-4	≈42.21	$11.24^{+0.59}_{-1.25}$	T2002(1)	≈100	0.53 ± 0.02(HS;C)		0.48 ± 0.02(HS;D)
	2				T2010(1)	≈70			
	3				T2002~2007(4)		$\beta_1=0.68\pm0.05$(HS;C) $\beta_2=0.48\pm0.01$(HS;C) 0.34 ± 0.01(SS;E)		
	4				T2002~2003(1)	150~400	$0.48^{+0.005}_{-0.004}$(HS;−) $0.38^{+0.02}_{-0.01}$(SS;−)	$0.25^{+0.02}_{-0.01}$(HS;−) $-0.39^{+0.09}_{-0.08}$(SS;−)	$0.39^{+0.005}_{-0.004}$(HS;−) $0.26^{+0.01}_{-0.02}$(SS;−)
	5				T2004~2005	≈461	$0.49^{+0.006}_{-0.005}$(HS;−) $0.21^{+0.04}_{-0.03}$(SS;−)	$0.47^{+0.004}_{-0.005}$(HS;−) $0.30^{+0.04}_{-0.03}$(SS;−)	$0.40^{+0.003}_{-0.004}$(HS;−) $0.37^{+0.03}_{-0.02}$(SS;−)
	6				T2006(1)	≈125	0.65 ± 0.01(HS;−)	0.67 ± 0.01(HS;−)	0.51 ± 0.01(HS;−)
	7				T2006~2007(1)	≈338	0.65 ± 0.01(HS;−) $0.16^{+0.03}_{-0.02}$(SS;−)	0.61 ± 0.01(HS;−) $0.25^{+0.03}_{-0.02}$(SS;−)	$0.55^{+0.02}_{-0.01}$(HS;−) $0.25^{+0.03}_{-0.02}$(SS;−)
	8				T2008(1)	≈124	$0.55^{+0.02}_{-0.03}$(HS;−)	$0.45^{+0.04}_{-0.03}$(HS;−)	$0.25^{+0.03}_{-0.04}$(HS;−)
	9				T2009(1)	≈149	$0.47^{+0.02}_{-0.03}$(HS;−)	$0.36^{+0.03}_{-0.04}$(HS;−)	$0.30^{+0.03}_{-0.02}$(HS;−)
	10				T2009~2011(1)	≈483	0.48 ± 0.01(HS;−) $-0.21^{+0.02}_{-0.03}$(SS;−)	$0.47^{+0.01}_{-0.02}$(HS;−) $-0.22^{+0.02}_{-0.03}$(SS;−)	0.45 ± 0.01(HS;−) $0.14^{+0.02}_{-0.01}$(SS;−)
	11				T2013(1)	≈103	$0.40^{+0.05}_{-0.04}$(HS;−)	$0.39^{+0.04}_{-0.05}$(HS;−)	0.34 ± 0.05(HS;−)
	12				T2014~2015(1)	≈375	$-0.23^{+0.02}_{-0.01}$(HS;β) $0.82^{+0.11}_{-0.12}$(SS;−)	$-0.07^{+0.01}_{-0.02}$(HS;−) $0.77^{+0.12}_{-0.13}$(SS;−)	$0.11^{+0.02}_{-0.01}$(HS;−) $0.71^{+0.12}_{-0.13}$(SS;−)
	13	XTE J1817-330	≈20	$6.0^{+4.0}_{-2.5}$	T-2006(1)	≈160			
	14	XTE J1752-223	< 6.8	9.6 ± 0.9	T2009~2010(1)	80~180			
	15	SWIFT J1357.2-0933	≈ 2.8 ± 0.3	> 9.3	T2011(1)	≈210			
	16				T2017(1)	≈135			
	17	GS 1354-64	≈ 61.1	7.9 ± 0.5	T2015(1)	≈120			
	18	SWIFT J1753.5-0127	≈ 3.24	> 7.4	T2017(2)	≈80			
	19	4U 1957+11	≈ 9.33		P2006-2009	≈1 095			
	20	MAXI J1348-630		11 ± 2	T2019(1)	40~80			
	21	XTE J1550-564	≈ 36.96	9.1 ± 0.6	F2002	≈20	V, I, H 波段：0.98 ± 0.08 (HS;C,G)		
	22	MAXI J1820+070		$8.48^{+0.79}_{-0.72}$	T2018	≈70			
NS	23	Cyg X-2	≈235.2	1.71 ± 0.21	P2008	≈120			
	24	SAX J1808.4-3658	≈2		T2005(1), 2008(1)	30~70			
	25	PSR J1023+0038	≈4.75		P2013~2014	≈240			
	26	Aql X-1	≈18.9		T2013(1)	≈35			
	27				T2014(1)	≈10			
	28				T2016(1)	≈25			

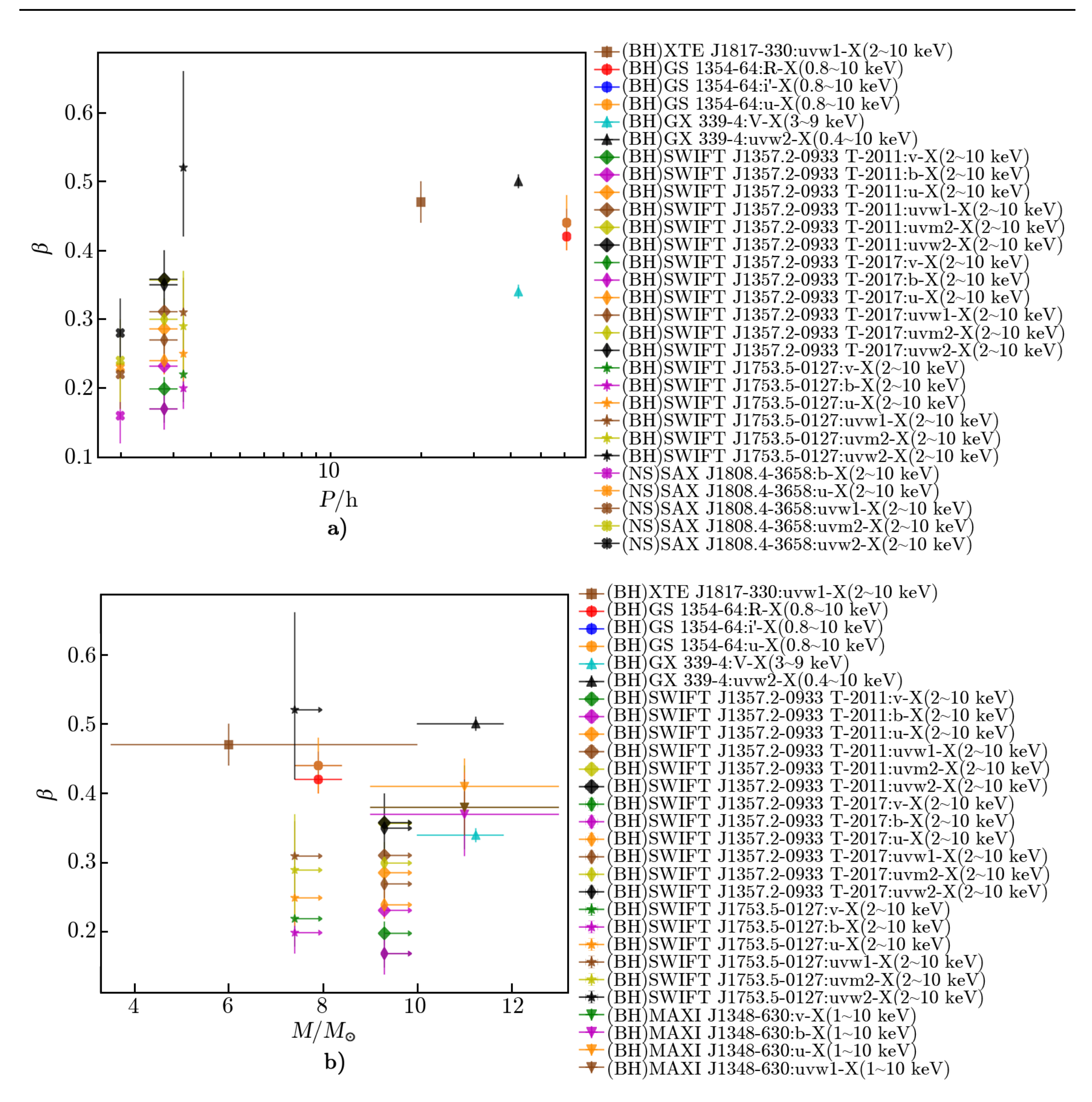
(续表)

序号	g′-X (态类型; 解释)	i′-X (态类型; 解释)	R-X (态类型; 解释)	V-X (态类型; 解释)	B-X (态类型; 解释)	v-X (态类型; 解释)
1				0.44 ± 0.03(HS;D)		
2						
3				0.34 ± 0.01(HS;A) 0.45 ± 0.04(SS;E)		
4				$0.37^{+0.01}_{-0.02}$(HS;−) $0.27^{+0.07}_{-0.08}$(SS;−)		
5				$0.41^{+0.02}_{-0.01}$(HS;−) $0.73^{+0.06}_{-0.09}$(SS;−)		
6				$0.50^{+0.01}_{-0.02}$(HS;−)		
7				$0.59^{+0.01}_{-0.02}$(HS;−) $0.30^{+0.07}_{-0.06}$(SS;−)		
8				$0.28^{+0.10}_{-0.09}$(HS;−)		
9				$0.21^{+0.04}_{-0.05}$(HS;−)		
10				$0.46^{+0.01}_{-0.02}$(HS;−) $0.25^{+0.05}_{-0.04}$(SS;−)		
11				$0.30^{+0.20}_{-0.16}$(HS;−)		
12				$0.23^{+0.03}_{-0.04}$(HS;−) $2.09^{+0.41}_{-0.72}$(SS;−)		
13						
14		0.24 ± 0.04(HS;E)	0.24 ± 0.04(HS;E)	0.29 ± 0.04(HS;E)	0.35 ± 0.03(HS;E)	0.38 ± 0.05(HS,SS;E)
15						0.199 ± 0.017(HS;A)
16						0.17 ± 0.02(HS;A)
17		0.44 ± 0.02(HS;B)	0.42 ± 0.02(HS;B)			
18						$0.22^{+0.03}_{-0.04}$(HS;D)
19		V, R, i’ 波段平均值对比 X 波段: 0.53 ± 0.08(SS,E)				
20						0.38 ± 0.06(HS,SS;D)
21						
22	0.51 ± 0.03(SS;B)					
23						
24						
25						
26						1.14 ± 0.13(SS;D)
27						1.0 ± 0.3(SS;D)
28						

(续表)

序号	b-X (态类型; 解释)	u-X (态类型; 解释)	uvw1-X (态类型; 解释)	uvm2-X (态类型; 解释)	uvw2-X (态类型; 解释)	参考文献
1						[33]
2					0.50 ± 0.04(HS;C)	[65]
3						
4						
5						
6						
7						
8						
9						
10						
11						
12						
13			0.47 ± 0.03(HS,SS;B)			[68]
14	0.51 ± 0.07(HS,SS;E)					[71]
15	0.232 ± 0.011(HS;A)	0.286 ± 0.006(HS;A)	0.311 ± 0.006(HS;A)	0.357 ± 0.006(HS;A)	0.358 ± 0.005(HS;A)	[75]
16	0.17 ± 0.03(HS;A)	0.24 ± 0.02(HS;A)	0.27 ± 0.03(HS;A)	0.30 ± 0.03(HS;A)	0.35 ± 0.05(HS;A)	[76]
17		0.44 ± 0.04(HS;B)				[55]
18	$0.20^{+0.04}_{-0.03}$(HS;D)	$0.25^{+0.03}_{-0.04}$(HS;D)	$0.31^{+0.05}_{-0.06}$(HS;D)	$0.29^{+0.08}_{-0.07}$(HS;D)	$0.52^{+0.14}_{-0.10}$(HS;D)	[79]
19						[88]
20	0.37 ± 0.06(HS,SS;D)	0.41 ± 0.04(HS,SS;D)	0.38 ± 0.04(HS,SS;D)			[85]
21						[90, 91]
22						[93]
23					uncorrelated	[95]
24	0.16 ± 0.04(HS;A)	0.23 ± 0.05(HS;A)	0.22 ± 0.05(HS;A)	0.24 ± 0.06(HS;A)	0.28 ± 0.05(HS;A)	[104]
25			0.77(−;B)	1.13(−;B)	1.02(−;B)	[44]
26	1.26 ± 0.20(SS;D)	1.39 ± 0.09(SS;D)		1.07 ± 0.19(SS;D)		
27	1.18 ± 0.12(SS;D)	1.04 ± 0.17(SS;D)	0.68 ± 0.23(SS;D)		1.00 ± 0.11(SS;D)	[111]
28		1.20 ± 0.11(SS;D)			1.20 ± 0.3(SS;D)	

注：T 表示暂现源；P 表示持续源；F 表示 flare；HS 表示硬态；QS 表示宁静态；SS 表示软态；解释表示 UV/OPT/NIR 辐射的主导机制；A 表示黏滞加热的吸积盘；B 表示 X 射线再辐射；C 表示喷流辐射；D 表示多种辐射机制共同参与；E 表示盘辐射 (但不确定是 A 主导还是 B 主导)；F 表示 X 射线对伴星的辐射；G 表示热吸积流。



注：每种颜色代表一个光学波段，每种形状代表一种源。

图 17　a) 轨道周期与幂律指数的分布关系；b) 致密星质量与幂律指数的分布关系

4　总结与展望

多波段的观测可以促进对吸积过程的研究。在一定程度上，UV/OPT/NIR 与 X 射线辐射的幂律相关性的特征能帮助分析 UV/OPT/NIR 的主导辐射机制。模型预测的 β 值是理想化的单一辐射机制主导的结果，当多种辐射机制贡献相当，或者存在上述以外的辐射机制时，得到的幂律相关性指数 β 可能会偏离理论预期。观测得到的 β 值也可能会受到有限观测能段的影响，因此，在研究过程中需要注意能段的选取。理论模型大多基于简单的假

设，随着观测数据的增加，理论得到的 β 值很难解释复杂的观测现象。在 X 射线再辐射模型中，其基本假设是观测的X射线流量随吸积中心区域的 X 射线光度变化而变化，这个假设会受到态演化以及 X 射线辐射区域的几何形状影响，从而得到不同的相关性；此外，有些研究者认为 X 射线再辐射模型在 V 波段的模型拟合值 $\beta = 0.5$ 也能适用于 UV/OPT/NIR 各波段，而有些研究者认为 β 值是随 UV/OPT/NIR 波长大小变化的。在喷流辐射模型中，其基本假设是喷流谱是同步自吸收的光学厚的平谱，平谱的范围取决于拐点的所在频率。该拐点在不同源中，以及在相同源中的不同暴中都可能存在差异，这也会导致观测与理论不一致，因此，模型也有待完善。我们应当注意这些因素会引起幂律相关性指数 β 相对理论值的偏离，在具体分析 UV/OPT/NIR 辐射机制时，我们还需要结合宽波段能谱分析和时间延迟等分析，所以大量的宽波段的同时观测数据在未来的研究中尤其重要。从图 17 可以看出，轨道周期可能与 β 存在相关性，但是，目前针对单个源的 UV/OPT/NIR 与 X 射线辐射的幂律相关性研究还不多，尤其是对中子星系统爆发阶段的幂律相关性研究，以及对长周期系统的多波段同时观测的缺少，未来需要增加样本以确定轨道周期是否与 β 存在相关性。

UV/OPT/NIR 的监测项目可以帮助我们更好地研究 X 射线双星中的 UV/OPT/NIR 辐射起源。例如，Russell 等人[114]开发的 X 射线双星新预警系统 (X-ray Binary New Early Warning System)。由于缺乏初始上升阶段的数据，LMXBs 爆发是在哪里以及是如何触发的，目前仍然是有待解决的问题。因为盘不稳定模型预测，在 X 射线爆发之前应该有一个光学流量的亮化，所以较早观测到光学爆发活动，可以有助于较早地开启对 X 射线波段的观测。Russell 等人利用 Las Cumbres 天文台 (LCO) 全球望远镜，对全天大约 50 颗 X 射线双星进行不间断的监测。其中，Faulkes 望远镜是目前世界上最大的光学全自动望远镜，是 LCO 全球望远镜的一部分，这个网络还有另外 9 个 1 m 望远镜。该监测计划可以长期观测 X 射线双星的流量变化，当某颗源的亮度发生变化时，Russell 等人开发的 X 射线双星新预警系统可以及时地自动进行数据处理，当发现某颗源刚发生新的爆发活动时，可以及时地触发其他波段的望远镜及探测器对其进行多波段观测，尤其是爆发的初始上升阶段。因此，该监测项目有可能在爆发的早期阶段同时获得光学和 X 射线同步监测数据，这有助于对 LMXBs 爆发机制的研究。该监测项目将会获得大量的多波段同时观测数据，未来我们可以利用这些数据，从宽波段能谱和多波段相关性的角度系统地研究 X 射线双星 UV/OPT/NIR 辐射机制。

参考文献：

[1] Liu Q Z, Van Paradijs J, Van Den Heuvel E P J. A&A, 2001, 368: 1021
[2] Degenaar N, Ballantyne D R, Belloni T, et al. Space Science Reviews, 2018, 214: 15
[3] Remillard R A, McClintock J E. ARA&A, 2006, 44: 49
[4] Chen W, Shrader C R, Livio M. ApJ, 1997, 491: 312
[5] Wijnands R, Rupen M, Maccarone T, et al. A&A, 2006, 449: 1117
[6] Osaki Y. PASJ, 1995, 47: 47
[7] Lasota J P, New Astronomy Reviews, 2001, 45: 449

[8] Dubus G, Hameury J M, Lasota J P, A&A, 2001, 373: 251
[9] Belloni T M, Motta S E. Astrophysics of Black Holes, Berlin, Heidelberg: Springer, 2016: 61
[10] Homan J, Wijnands R, van der Klis M, et al. ApJS, 2001, 132: 377
[11] Tetarenko B E, Sivakoff G R, Heinke C O, et al. ApJS, 2016, 222: 15
[12] Alabarta K, Altamirano D, Méndez M, et al. MNRAS, 2021, 507: 5507
[13] Hasinger G, van der Klis M. A&A, 1989, 225: 79
[14] Homan J. X-ray timing studies of low-mass x-ray binaries. Amsterdam: University of Amsterdam, 2001:4
[15] Shakura N I, Sunyaev R A. A&A, 1973, 24: 337
[16] Zhang S N, Mirabel I F, Harmon B A, et al. The Fourth Compton Symposium, AIP Conference Proceedings, New York: AIP, 1997: 141
[17] Sunyaev R A, Truemper J. Nature, 1979, 279: 506
[18] Sunyaev R A, Titarchuk L G. A&A, 1980, 86: 121
[19] Titarchuk L. ApJ, 1994, 434: 570
[20] Zdziarski A A, Gierliński M, Mikołajewska J, et al. MNRAS, 2004, 351: 791
[21] Done C, Gierliński M, Kubota A. Astronomy and Astrophysics Review, 2007, 15: 1
[22] Burke M J, Gilfanov M, Sunyaev R. MNRAS, 2017, 466: 194
[23] Galloway D K, Muno M P, Hartman J M, et al. ApJS, 2008, 179: 360
[24] Galloway D K, Keek L. arXiv e-prints, 2017: arXiv:1712.06227
[25] Hjellming R M, Han X. X-ray binaries, Cambridge: Cambridge Univ Press, 1995: 308
[26] van Paradijs J, McClintock J E. X-ray binaries, Cambridge: Cambridge Univ Press, 1995: 58
[27] Charles P A, Coe M J. Compact stellar X-ray sources, Cambridge: Cambridge Univ Press, 2006: 215
[28] Frank J, King A, Raine D J. Accretion Power in Astrophysics, third edition, Cambridge: Cambridge Univ Press, 2002: 80
[29] Cunningham C. ApJ, 1976, 208: 534
[30] van Paradijs J, McClintock J E. A&A,1994, 290: 133
[31] Russell D M, Fender R P, Hynes R I, et al. MNRAS, 2006, 371: 1334
[32] Corbel S, Fender R P. ApJ, 2002, 573: L35
[33] Homan J, Buxton M, Markoff S, et al. ApJ, 2005, 624: 295
[34] Veledina A, Poutanen J, Vurm I, MNRAS, 2013, 430: 3196
[35] Russell D M, Fender R P, Jonker P G. MNRAS, 2007, 379: 1108
[36] Bernardini F, Cackett E M, Brown E F, et al. MNRAS, 2013, 436: 2465
[37] Mitsuda K, Inoue H, Koyama K, et al. PASJ, 1984, 36: 741
[38] Körding E, Fender R P, Migliari S. MNRAS, 2006, 369: 1451
[39] Narayan R, Yi I, ApJ, 1995, 452: 710
[40] Tetarenko B E, Dubus G, Marcel G, et al. MNRAS, 2020, 495: 3666
[41] Coriat M, Corbel S, Buxton M M, et al. MNRAS, 2009, 400: 123
[42] van Paradijs J, McClintock J E. A&A, 1994, 290: 133
[43] van Paradijs J, McClintock J E. X-ray binaries, Cambridge: Cambridge Univ Press, 1997: 58
[44] Shahbaz T, Linares M, Nevado S P, et al. MNRAS, 2015, 453: 3461
[45] Blandford R D, Königl A. ApJ, 1979, 232: 34
[46] Falcke H, Biermann P L. A&A, 1996, 308: 321
[47] Markoff S, Falcke H, Fender R. A&A, 2001, 372: L25
[48] Heinz S, Sunyaev R A. MNRAS, 2003, 343: L59
[49] Migliari S, Fender R P. MNRAS, 2006, 366: 79
[50] Gallo E, Fender R P, Pooley G G. MNRAS, 2003, 344: 60
[51] Fender R P. Compact Stellar X-Ray Sources. Cambridge: Cambridge Univ Press, 2006: 381
[52] Russell D M, Markoff S, Casella P, et al. MNRAS, 2013, 429: 815
[53] Coriat M, Corbel S, Prat L, et al. MNRAS, 2011, 414: 617
[54] Gallo E, Miller-Jones J C A, Russell D M, et al. MNRAS, 2014, 445: 290

[55] Koljonen K I I, Russell D M. ApJ, 2019, 871: 26
[56] Carotenuto F, Corbel S, Tremou E, et al. MNRAS, 2021, 505: L58
[57] Poutanen J, Veledina A, Space Science Reviews, 2014, 183: 61
[58] Wardziński G, Zdziarski A A. MNRAS, 2000, 314: 183
[59] Kosenkov I A, Veledina A, Suleimanov V F, et al. A&A, 2020, 638: A127
[60] Bisnovatyi-Kogan G S, Lovelace, R V E. ApJ, 1997, 486: L43
[61] Zurita C, Casares J, Shahbaz T. ApJ, 2003, 582: 369
[62] Campana S, Stella L. ApJ, 2000, 541: 849
[63] Debnath D, Chatterjee K, Nath S K, et al. 2021, arXiv preprint arXiv: 2111.13403
[64] Heida M, Jonker P G, Torres M A P, et al. ApJ, 2017, 846: 132
[65] Yan Z, Yu W. MNRAS, 2012, 427: L11
[66] Gierliński M, Done C, Page K. MNRAS, 2009, 392: 1106
[67] Sala G, Greiner J, Ajello M, et al. A&A, 2007, 473: 561
[68] Rykoff E S, Miller J M, Steeghs D, et al. ApJ, 2007, 666: 1129
[69] King A R, Ritter H. MNRAS, 1998, 293: L42
[70] Ratti E M, Jonker P G, Miller-Jones J C A, et al. MNRAS, 2012, 423: 2656
[71] Russell D M, Curran P A, Muñoz-Darias T, et al. MNRAS, 2012, 419: 1740
[72] Curran P A, Maccarone T J, Casella P, et al. MNRAS, 2011, 410: 541
[73] Corral-Santana J M, Casares J, Muñoz-Darias T, et al. Science, 2013, 339: 1048
[74] Mata Sánchez D., Muñoz-Darias T., Casares J et al. MNRAS, 2015, 454: 2199
[75] Armas Padilla M, Degenaar N, Russell D M, Wijnands R, MNRAS, 2013, 428: 3083
[76] Beri A, Tetarenko B E, Bahramian A, et al. MNRAS, 2019, 485: 3064
[77] Zurita C, Durant M, Torres M A P, et al. ApJ, 2008, 681: 1458
[78] Shaw A W, Charles P A, Casares J, et al. MNRAS, 2016, 463, 1314
[79] Shaw A W, Tetarenko B E, Dubus G, et al. MNRAS, 2019, 482: 1840
[80] Casares J, Zurita C, Shahbaz T, et al. ApJ, 2004, 613: L133
[81] Casares J, Orosz J A, Zurita C, et al. ApJS, 2009, 181: 238
[82] Koljonen K I I, Russell D M, Corral-Santana, J. M, et al. MNRAS, 2016, 460: 942
[83] Tominaga M, Nakahira S, Shidatsu M, et al. ApJ, 2020, 899: L20
[84] Lamer G, Schwope A, Predehl P, et al. 2020, arXiv preprint arXiv:2012.11754
[85] Weng S S, Cai Z Y., Zhang S N, et al. ApJ, 2021, 915: L15
[86] Thorstensen J R. ApJ, 1987, 312: 739
[87] Wijnands R, Miller J M, van der Klis M. MNRAS, 2002, 331: 60
[88] Russell D M, Lewis F, Roche P, et al. MNRAS, 2010, 402: 2671
[89] Orosz J A, Steiner J F, McClintock J E, et al. ApJ, 2011, 730: 75
[90] Russell D M, Maitra D, Dunn R J H, et al. MNRAS, 2010, 405: 1759
[91] Poutanen J, Veledina A, Revnivtsev M G. MNRAS, 2014, 445: 3987
[92] Torres M A P, Casares J, Jiménez-Ibarra F, et al. MNRAS, 2020, 893: L37
[93] Shidatsu M, Nakahira S, Murata K L, et al. ApJ, 2019, 874: 183
[94] Cowley A P, Crampton D, Hutchings J B. ApJ, 1979, 231: 539
[95] Rykoff E S, Cackett E M, Miller J M. ApJ, 2010, 719: 1993
[96] Zhu L, Di Stefano R. Wyrzykowski L. ApJ, 2012, 761: 118
[97] Wijnands R, van der Klis M. Nature, 1998, 394: 344
[98] Bildsten L, Chakrabarty D. ApJ, 2001, 557: 292
[99] Deloye C J, Heinke C O, Taam R E, et al. MNRAS, 2008, 391: 1619
[100] Chakrabarty D, Morgan E H. Nature, 1998, 394: 346
[101] van Straaten S, van der Klis M, Wijnands R. ApJ, 2005, 619: 455
[102] Hartman J M, Patruno A, Chakrabarty D, et al. ApJ, 2008, 675: 1468
[103] Bult P, van der Klis M. ApJ, 2015, 806: 90

[104] Patruno A, Maitra D, Curran P A, et al. ApJ, 2016, 817: 100
[105] Archibald A M, Stairs I H, Ransom S M, et al. Science, 2009, 324: 1411
[106] Thorstensen J R, Armstrong E. AJ, 2005, 130: 759
[107] Chevalier C, Ilovaisky S A, A&A, 1991, 251: L11
[108] Thorstensen J, Charles P, Bowyer S, ApJ, 1978, 220: L131
[109] Mata Sánchez D, Muñoz-Darias T, Casares J, et al. MNRAS, 2017, 464: L41
[110] Ootes L S, Page D, Wijnands R, et al. MNRAS, 2016, 461: 4400
[111] López-Navas E, Degenaar N, Parikh A S, et al. MNRAS, 2020, 493: 940
[112] Fender R P, Gallo E, Jonker P G. MNRAS, 2003, 343: L99
[113] Bernardini F, Russell D M, Kolojonen K I I, et al. ApJ, 2016, 826: 149
[114] Russell D M, Bramich D M, Lewis F, et al, Astronomische Nachrichten, 2019, 340: 278

Research Progress on Power-law Correlation between UV/OPT/NIR and X-ray Emission in Low-Mass X-ray Binaries

YANG Peng-cheng[1,2,3], ZHANG Guo-bao[1,2,3], YANG Yi-jung[4,5], Lyu Ming[6], WANG Jian-cheng[1,2,3]

(1. Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Key Laboratory for structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Science, kunming 650011, China; 4. Department of Physics, The University of Hong Kong, Pokfulam Road, Hong Kong, China; 5. Laboratory for Space Research, The University of Hong Kong, Hong Kong, China; 6. Department of Physics, Xiangtan University, Xiangtan, 411105, China)

Abstract: Emission from low-mass X-ray binaries (LMXBs) covers a broad range of energies from radio to γ-rays. X-ray emission is typically thought to radiate from the inner region of an accretion flow, and the radio emission is predominantly contributed by a jet. Radiation observed in the ultraviolet (UV), optical (OPT), and near-infrared (NIR) bands may, however, involve a variety of emitting mechanisms. Pinning down the dominant mechanism producing UV/OPT/NIR radiation is still a work in progress. Studying the correlations between emissions at different energies observed during the outbursts of X-ray binaries can provide us valuable information for our understating towards the accretion processes. Researchers prior to us have investigated possible origins of UV/OPT/NIR radiation by analyzing the power-law correlations between UV/OPT/NIR and X-ray. In this paper we review the power-law correlation observed in several X-ray binary sources, and summarize the most probable theoretical models in explaining the origin of the UV/OPT/NIR emission.

Key words: low-mass X-ray binary; black hole; neutron star; UV-OPT-NIR emission; power-law correlation